DIE NATURWISSENSCHAFTEN

26. Jahrgang | 7. Oktober 1938 | Heft 40

Die Idee einer atomistischen Struktur des Raumes.

Von ARTHUR MARCH, Innsbruck.

1. Die in der Feldtheorie auftretenden Divergenzen.

Relativitätstheorie und Quantenmechanik haben den Physiker von heute an eine gewisse erkenntniskritische Einstellung gewöhnt, die ihn eindringlich vor der Verwendung von Begriffen warnt, denen kein den Beobachtungsmöglichkeiten entsprechender Sinn zukommt. Es hat sich immer wieder gezeigt, daß eine Beschreibung des Naturgeschehens, die auf diese Warnung nicht achtet, sich in Widersprüche verwickelt, weil die gebrauchten Begriffe eine zutreffende Wiedergabe des Sachverhaltes verhindern. So ist die Relativitätstheorie aus der Einsicht hervorgegangen, daß der Begriff „Gleichzeitigkeit" für zwei an verschiedenen Orten sich zutragende Ereignisse nicht von sich aus evident ist, sondern erst dann physikalisch sinnvoll wird, wenn man ihn auf Grund eines Experimentes, das die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes berücksichtigt, definiert. Solange man dies nicht beachtet, ist es unmöglich, zu einer korrekten Theorie zu gelangen. Die Quantenmechanik andererseits hat sich darauf besonnen, daß die Begriffe „Ort" und „Impuls" einer Partikel deswegen nicht im üblichen Sinne verwendet werden dürfen, weil sich eine gleichzeitige scharfe Messung der beiden Größen zufolge einer durch die PLANCKsche Konstante h beschriebenen Unstetigkeit der Natur als unmöglich erweist. Im Zusammenhang damit mußte sie auch den Begriff „Unterscheidbarkeit" gleichartiger Teilchen verwerfen, weil wir in Wirklichkeit z. B. die Elektronen eines Atoms in ihrer individuellen Identität nicht festzuhalten vermögen. Der durch die Quantenmechanik erzielte Fortschritt beruht wesentlich darauf, daß in solcher Art aus der Physik Begriffe eliminiert wurden, die sich nicht auf tatsächlich beobachtbare Dinge zurückführen lassen.

Trotzdem blieben Widersprüche zurück, die sich besonders deutlich offenbarten, als man die Prinzipien der Quantenmechanik auf das elektromagnetische Feld anzuwenden versuchte. Der Versuch führte zu einer unendlich großen Energie der Hohlraumstrahlung sowie zu einer unendlich großen Eigenenergie des Elektrons, also zu offenkundig falschen Ergebnissen, was wir als ein Zeichen dafür nehmen müssen, daß die Quantenmechanik noch immer wirklichkeitsfremde Begriffe verwendet, die eine korrekte Erfassung der Feldgesetze vereiteln. Die Aufdeckung dieser Begriffe kann nur so gelingen, daß man die Art der auftretenden Widersprüche studiert und ihren tieferen Grund zu erraten versucht.

Das hat für das Elektron keine Schwierigkeiten. Seine unendlich große Selbstenergie rührt daher, daß die Quantenmechanik aus verschiedenen Gründen gezwungen ist, das Elektron als unausgedehnte Punktladung zu betrachten, was zur Folge hat, daß die Feldenergie unendlich wird. Mit der Hohlraumstrahlung aber verhält es sich so, daß sie sich, genau analog der Bewegung einer an den Enden festgehaltenen Saite, in unendlich viele stehende Wellen zerlegen läßt, deren Wellenlängen von einem bestimmten Maximalwert asymptotisch auf Null abnehmen. Für die Energie einer stehenden Lichtwelle ergibt nun die MAXWELLsche Theorie einen Ausdruck, der formal vollkommen identisch ist mit dem für die Schwingungsenergie eines Oszillators von der gleichen Frequenz ν. Nach der Quantenmechanik kommt aber einem Oszillator eine Mindest- (oder Nullpunkts-) Energie vom Betrage $h\nu/2$ zu, so daß die Gesamtenergie der unendlich vielen Eigenschwingungen der Hohlraumstrahlung unter allen Umständen unendlich groß ausfällt. Ersichtlich kommt hier das unsinnige Ergebnis dadurch zustande, daß Lichtwellen beliebig kleiner Wellenlänge als möglich zugelassen werden, wodurch eben die Zahl und damit die Energie der Eigenschwingungen auf Unendlich steigt. So daß man den Eindruck gewinnt, es sei der Wellenlänge des Lichtes durch irgendein in der Natur wirksames Prinzip eine untere Grenze gesetzt, die damit in Zusammenhang stehen könnte, daß der Ausgangspunkt der Lichtwellen, d. h. das Elektron, nicht als exakt punktförmiges, sondern als ausgedehntes Gebilde zu denken ist. Beide Unendlichkeitsschwierigkeiten scheinen also darauf hinzuweisen, daß ihr Ursprung in *kleinsten Räumen* zu suchen sei, und es liegt daher nahe, sich zu fragen, ob es denn überhaupt zulässig ist, die gewohnten geometrischen Vorstellungen auf Räume beliebiger Kleinheit zu übertragen.

2. Die Gültigkeitsgrenzen der Geometrie.

Jede Geometrie beruht darauf, daß wir in das an sich strukturlose Kontinuum der Raumpunkte eine Metrik eintragen, die jedem Paar benachbarter Punkte PP' einen bestimmten *Abstand* zuordnet. Diesen Abstand bestimmen wir, indem wir durch ein Diktat gewisse Körper, die wir in der Natur vorfinden und die wir für Meßzwecke geeignet halten, zu Maßstäben ernennen. Das kommt darauf hinaus, daß wir das Maß des Raumes den Dingen entnehmen, von denen er erfüllt ist, was offenbar der einzige Weg ist, auf dem man hoffen darf, eine Metrik zu erreichen, die auf die Dinge „paßt".

Vom Abstand zweier Punkte PP' zu sprechen, hat danach nur dann einen vernünftigen Sinn, wenn es wirklich einen Maßstab gibt, der sich zur Ausmessung der Strecke $P\,P'$ verwenden läßt. Nun ist es aber sicher, daß uns die Natur nicht Maßstäbe beliebiger Kleinheit an die Hand gibt. Die kleinsten Körper, die wir in der Natur vorfinden, sind die Elementarpartikel. Wenn diesen Partikeln überhaupt eine Ausdehnung zukommt, so stellen sie die kleinsten Maßstäbe dar, die uns zur Ausmessung des Raumes zur Verfügung stehen. Sind sie aber punktförmig (und daher einzeln für Meßzwecke nicht brauchbar), so ist die untere Meßgrenze durch die kleinsten aus Elementarpartikeln aufgebauten Systeme, d. h. durch die einfachsten Atomkerne, gegeben. Auf jeden Fall ergibt sich so, daß die Größe der verfügbaren Maßstäbe nach unten hin eine Grenze von der Größenordnung 10^{-13} cm hat und daß es daher nicht ohne weiteres sinnvoll ist, zwei Raumpunkten einen Abstand zuzuschreiben, wenn er unterhalb dieser Grenze liegt. Wir halten uns daher für berechtigt, folgendes zu behaupten: *Um jeden Raumpunkt P läßt sich ein kugelförmiges Gebiet G von einem bestimmten Radius l_0 abgrenzen, dessen Punkte P' von P grundsätzlich nicht unterscheidbar sind*, weil kein Abstandsmaß existiert, durch das sie von P getrennt werden können (5). D. h. aber, dem Raum kommt ebenso wie der Materie die Eigenschaft zu, daß seine Zerteilung sich nicht ins unendlich Kleine fortsetzen läßt, sondern zu letzten, nicht weiter zerlegbaren Elementen führt. Man mag diese Elemente, die sich jeder geometrischen Analyse widersetzen, als Raumatome bezeichnen, was freilich nicht besagen soll, daß man sich den Raum primitiv als ein Mosaik nebeneinanderliegender Atome denken darf. Denn es gibt ja zu jedem Raumpunkt ein Elementargebiet G, so daß die Gebiete ineinandergreifen und nicht etwa den Raum wabenförmig unterteilen. Aber das ändert nichts an der Tatsache, daß der Raum, metrisch genommen, eine körnige Struktur aufweist. In dieser „Körnerstruktur" spiegelt sich die endliche Auflösungskraft unserer Meßmittel wider, die sich gut mit der endlichen Auflösung eines Mikroskops vergleichen läßt. Auch dort fließen die Punkte eines bestimmten Raumgebietes in einen zusammen, weil die Wellenlänge des Lichtes, die hier gewissermaßen als Maßstab dient, der Unterscheidung von Punkten eine prinzipielle Grenze setzt.

Mit einer derartigen Auffassung leugnen wir den Raumpunkt als einen physikalisch realisierbaren Begriff, weil grundsätzlich keine Möglichkeit besteht, ihn aufzuzeigen. Tatsächlich ist der Begriff des Raumpunktes von jeher als eine wirklichkeitsfremde Abstraktion empfunden worden, und es ist bemerkenswert, daß er neuerdings auch von Logikern zugunsten einer teiltheoretischen Auffassung des Raumes abgelehnt wird [FORADORI (3)].

Seit RIEMANN wissen wir, daß die Geometrie sich nach den Objekten und nicht die Objekte nach einer ihnen willkürlich diktierten Geometrie zu richten haben. Wer diesen Gedanken ernst nimmt, wird nicht erwarten, daß sich eine widerspruchsfreie Beschreibung der Wirklichkeit erreichen läßt, solange wir in den Raum eine den Dingen nicht angemessene Geometrie hineintragen. Wenn sich daher herausstellt, daß eine Physik, die an die Realität punktförmiger Objekte glaubt, sich in unlösbare Widersprüche verwickelt, so muß das daran liegen, daß der Begriff des Punktes auf einem in Wirklichkeit gar nicht ausführbaren Grenzprozeß beruht. Der Prozeß der fortgesetzten Raumverkleinerung führt nicht zum Punkt, sondern endet in einem Raumgebilde von bestimmter Ausdehnung, dessen Inneres sich für die an makroskopischen Räumen erprobte Geometrie als unzugänglich erweist.

3. *Statistische Deutung der Metrik.*

Nun läßt sich aber gegen ein Prinzip, das eine natürliche Verwaschenheit der Raumpunkte fordert, das sehr ernste Bedenken erheben, daß es die Bestimmtheit aller Längenmaße zerstört. Denn was sollen wir denn z. B. unter der Länge einer zwischen 2 Punkten P_1 und P_2 verlaufenden Kurve verstehen, wenn P_1 und P_2 nicht exakt erfaßbar sind? Und wie ist es weiter mit solchen Längen, die unterhalb der kritischen Grenze l_0 liegen? Soll es überhaupt keinen Sinn haben, von solchen Längen zu reden? Über diese Schwierigkeiten kommen wir hinweg, wenn wir, in Anlehnung an die tatsächlich geübte Praxis von Längenmessungen, der Metrik eine statistische Deutung geben, indem wir unter der Länge einer Kurve den über sehr viele Messungen genommenen *Mittelwert* verstehen. Dieser Mittelwert ist von jeder Unbestimmtheit frei, während die einzelnen Meßwerte notwendig voneinander abweichen werden, weil die Unterscheidbarkeit benachbarter Raumpunkte es uns unmöglich macht, bei wiederholtem Anlegen des Maßstabes immer dieselben Punkte zu treffen. Gleichzeitig sind wir jetzt in der Lage, für 2 Punkte P_1 und P_2 auch dann einen Abstand zu definieren, wenn dieser kleiner als l_0 ist. Legen wir nämlich durch $P_1\,P_2$ eine beliebige Kurve und wählen wir auf dieser (außerhalb $P_1\,P_2$) einen dritten, von P_1 und P_2 hinreichend weit entfernten Punkt P_3, so sind die statistisch gemessenen Kurvenstücke P_1P_3 und P_2P_3 verschieden lang und bestimmen durch die Differenz ihrer Längen den Abstand P_1P_2. Daß wir auf solche Art den Abstand beliebig benachbarter Punkte messen können, widerspricht nicht dem Prinzip ihrer Ununterscheidbarkeit. Denn die Abstandsbestimmung gelingt ja der statistischen Metrik nur so, daß sie nicht die Punkte P_1 und P_2 als solche betrachtet, sondern die *Umgebungen* zu Hilfe nimmt, indem beim Messen von P_1P_3 bzw. P_2P_3 außer P_1 und P_2 auch alle jene Punkte verwendet werden, die von P_1 bzw. P_2 nicht unterscheidbar sind.

Die Umgebungen sind aber auch bei noch so kleinem Abstand ihrer Zentren verschieden, weil die von P_1 stets Punkte enthält, die sich von P_2 unterscheiden lassen und umgekehrt.

Man mag den tieferen Sinn der statistischen Längenmessung darin sehen, daß sie die durch die Konstante l_0 bedingte „Körnerstruktur" des Raumes ausglättet und so den kontinuierlichen Raumcharakter wieder herstellt. Das bringt den Vorteil mit sich, daß wir die RIEMANNsche Geometrie *formal* unverändert beibehalten können, indem sich auch weiterhin jedem Raumpunkt P ein metrischer Tensor g_{ik} zuordnen läßt, der durch $ds^2 = g_{ik}\, dx_i\, dx_k$ den Abstand von einem beliebigen Nachbarpunkt festlegt. Nur mit dem Unterschied, daß sich jetzt dieses Abstandsgesetz nicht mehr auf das Ergebnis einzelner Messungen, sondern auf den aus vielen Messungen gebildeten Mittelwert bezieht, so daß der Übergang von der gewöhnlichen zu der hier vorgeschlagenen Geometrie einen ähnlichen Schritt bedeutet wie der Übergang von der klassischen zur Quantenmechanik, die ja auch formal an den mechanischen Gesetzen nichts ändert, ihnen aber einen statistischen Sinn gibt, indem jede in die Gesetze eingehende Größe durch ihren Erwartungswert zu ersetzen ist.

4. *Verallgemeinerung auf die raum-zeitliche Welt.*

Unsere bisherigen Betrachtungen bezogen sich lediglich auf den Raum. Um ihnen einen relativistisch-invarianten Sinn zu geben, ist es notwendig, sie auf die vierdimensionale raum-zeitliche Welt zu verallgemeinern und nach einem Prinzip zu suchen, das sich nicht mehr auf die Unterscheidbarkeit von Raum-, sondern auf die von *Welt*punkten bezieht. Von diesem Prinzip ist zu verlangen, daß es für alle durch Lorentz-Transformationen auseinander hervorgehenden Koordinatensysteme $x\,y\,z\,t$ ein und dasselbe Gebiet ununterscheidbarer Raumpunkte, nämlich eine Kugel vom Radius l_0 ergibt. Denn andernfalls hätte ja die im vorausgehenden vorgeschlagene Geometrie keinen von der Wahl des raum-zeitlichen Koordinatensystems unabhängigen Sinn. Ein Prinzip der verlangten Art treffen wir nun aber, wie sich leicht zeigen läßt, durch die Annahme, daß von einem Weltpunkt P mit den Koordinaten $x_1\,x_2\,x_3\,x_4 = c\,t$ alle jene Punkte $P'(x_1 + dx_1 \ldots x_4 + dx_4)$ nicht unterscheidbar sind, für welche $ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - dx_4^2$ positiv und kleiner als l_0^2 ist. Die Punkte erfüllen ein Gebiet G, das zwischen dem von P ausgehenden Nullkegel und dem Hyperboloid $ds = l_0$ liegt und dessen Schnitt mit der $(x - t)$-Ebene in der Fig. 1 schraffiert ist. G schneidet den $x_1x_2x_3$-Raum in einer Kugel vom Radius l_0, schneidet aber auch den Raum $x_1'x_2'x_3'$ eines beliebigen Koordinatensystems, das aus $x_1x_2x_3x_4$ durch eine Lorentz-Transformation hervorgeht, in einer solchen Kugel. Denn infolge der Invarianz des Ausdruckes $x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - x_4^2$ ändert sich die Gleichung des Hyperboloids $dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 - dx_4^2 = l_0^2$ durch den Übergang auf das gestrichene System nicht, so daß der Raumschnitt von G nach wie vor durch $dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = l_0^2$ gegeben ist, was eben heißt, daß die von P nicht unterscheidbaren Raumpunkte wirklich, wie es verlangt ist, in jedem Koordinatensystem eine Kugel vom Radius l_0 erfüllen.

Wie aus der Figur hervorgeht, erstreckt sich das Gebiet der von P nicht unterscheidbaren Weltpunkte über *alle* Werte von x (und natürlich auch

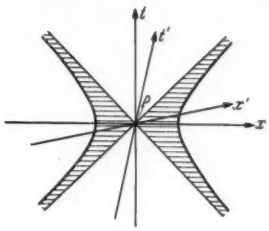


Fig. 1.

von y und z), so daß also ein Punkt P', der räumlich *beliebig weit* von P entfernt ist, von P nicht unterscheidbar sein sollte, wenn wir ihn nur zu einer solchen Zeit betrachten, daß er einen in das kritische Gebiet fallenden Weltpunkt darstellt. Diese Behauptung könnte auf den ersten Blick unsinnig erscheinen. Um sie richtig zu verstehen, hat man zu beachten, daß eine direkte Abstandsmessung von P und P' die Bezugnahme auf ein raum-zeitliches Koordinatensystem voraussetzt, in welchem P und P' *gleichzeitig* sind. Der Übergang auf ein solches System aber bedingt eine Lorentz-Transformation, durch die der Abstand PP' auf einen Wert unterhalb l_0 verkleinert wird. Man darf also P' nicht mit seiner Projektion auf den xyz-Raum, die selbstverständlich von P unterscheidbar ist, verwechseln.

Daß die Ausmessung der raum-zeitlichen Welt auf eine kleinste, nicht unterschreitbare Länge stößt, wurde erstmalig von H. T. FLINT (2) klar ausgesprochen, dessen Arbeiten jedoch völlig unbeachtet blieben und auch dem Verfasser nicht bekannt waren. Sie vermochten sich offenbar gegen die allgemeine Ansicht, daß es eine kleinste Länge aus Gründen der relativistischen Invarianz nicht geben könne, nicht durchzusetzen. Später hat Y. MIMURA (9) die Idee aufgenommen, sie aber nach einer anderen Richtung verfolgt, indem er für kleinste Räume eine als „Wellengeometrie" bezeichnete Metrik vorschlug, in der der Abstand ds als eine Matrix auftritt.

5. *Die räumliche Natur der Partikel.*

Es ist zu erwarten, daß eine Physik, die keine punktförmigen Objekte kennt, sich nur unter einem weitgehenden Verzicht auf Anschaulichkeit durchführen läßt. Dieser Verzicht ist durch die Unmöglichkeit bedingt, die räumliche Natur einer

Elementarpartikel mit Hilfe der gewohnten Raumbegriffe zutreffend zu beschreiben. Die Partikel ist nicht punktförmig, aber sie ist andererseits auch nicht ausgedehnt in dem Sinne, daß sie ein bestimmtes Raumgebiet „erfüllt". Denn ein derartiges Ding würde ja beim Übergang auf ein bewegtes Koordinatensystem seine Ausdehnung verändern, so daß der von uns geforderte Begriff einer kleinsten Länge keinen absoluten Sinn hätte. Von der Partikel läßt sich vielmehr nur sagen, daß sie in jedem Augenblick t auf eine der Anschauung nicht zugängliche Art ein bestimmtes Weltgebiet G realisiert, dessen Raumschnitt in jedem zulässigen Koordinatensystem eine Kugel vom Radius l_0 bildet. Auf solche Art bringt es die Partikel zustande — ohne daß wir dies anschaulich verstehen könnten —, daß der von ihr „eingenommene" Raum sich bei einem Wechsel des Koordinatensystems nicht ändert. Und die Frage ist nun, wie wir diesen Sachverhalt im mathematischen Formalismus zum Ausdruck bringen sollen.

In der bisherigen Quantenelektrodynamik tritt als charakteristisches Symbol die DIRACsche Funktion $\delta(x-x')$ auf, die für alle Raumpunkte x' ($=$ Abkürzung für $x_1' x_2' x_3'$), die von x ($= x_1 x_2 x_3$) verschieden sind, verschwindet, für $x' = x$ dagegen in solcher Art unendlich groß ist, daß das über jede beliebig kleine Umgebung des Punktes x erstreckte Integral von $\delta(x - x')$ den Wert 1 hat. Mittels dieser Funktion gelingt es, den Formalismus, der ein System geladener Teilchen in der Wechselwirkung mit der umgebenden Strahlung beschreibt, so durchzuführen, daß die Partikeln in ihm als Punktladungen auftreten. So wird z. B. durch die Gleichung $\operatorname{div} \mathfrak{E} = e \cdot \delta(x - x')$ ein Feld $\mathfrak{E}$ charakterisiert, das von einer an der Stelle x befindlichen Punktladung herrührt und deren Divergenz daher nur an dieser Stelle einen von Null verschiedenen Wert hat, dort aber unendlich groß ist, da ja ein beliebig kleiner, den Punkt x umgebender Raum die Ladung e enthält. In der neuen Theorie wird nun die Funktion $\delta(x - x')$ durch eine andere zu ersetzen sein, die der von uns angenommenen raum-zeitlichen Ausdehnung der Partikel Rechnung trägt. Das kann auf zwei verschiedene Arten geschehen. Die eine Möglichkeit ist die, daß man der Partikel eine Funktion der Raumkoordinaten *und* der Zeit zuordnet, die nur innerhalb des in der Figur schraffierten Weltgebietes nicht verschwindet und die Eigenschaft hat, daß das über dieses Gebiet genommene Integral den Wert 1 hat. Dieser Weg könnte zunächst als der natürlichste erscheinen, er ist aber nicht gangbar, weil er zu Gleichungen führt, in denen Raum und Zeit in nicht sinnvoller Weise miteinander vermengt sind. Die Theorie läßt sich nur mit einer Funktion durchführen, die von der Zeit t nicht abhängt, sich also in jedem zulässigen Koordinatensystem nur auf den *Raumschnitt* des Gebietes G bezieht, und wir beschreiben daher eine an der Stelle x befindliche Partikel durch eine nur von den Raumkoordinaten x' abhängige Funktion $D(x - x')$, die lediglich innerhalb des Raumschnittes von G, d. h. einer Kugel vom Radius l_0, von Null verschieden ist und darüber integriert den Wert 1 ergibt. $D(x - x')$ ist gegenüber einer Lorentz-Transformation invariant und weist durch diese Eigenart darauf hin, daß es sich nicht um eine gewöhnliche Raumerfüllung, sondern um die Realisierung eines Weltgebietes handelt, das in jedem Koordinatensystem denselben Raumschnitt erzeugt. Innerhalb der Kugel l_0 aber ist $D(x - x')$ völlig *unbestimmt*, da jede nähere Bestimmung von D an der Unmöglichkeit, die Raumpunkte der Kugel physikalisch zu unterscheiden, grundsätzlich scheitert. $D(x - x')$ stellt daher ebenso wie das DIRACsche $\delta(x - x')$ eine uneigentliche Funktion dar.

6. *Theorem einer kürzesten Lichtwellenlänge.*

Die durch $D(x - x')$ beschriebene Unbestimmtheit der Art, in der die Partikel einen Raum von der Ausdehnung l_0 realisiert, hat zur Folge, daß in der vom Teilchen emittierten elektromagnetischen Strahlung Wellenlängen unterhalb $2\,l_0$ nicht auftreten können. Grob anschaulich läßt sich das daraus ersehen, daß der Ausgangspunkt der Welle innerhalb eines Bereiches vom Durchmesser $2\,l_0$ nicht definiert ist, was eine Unschärfe der Wellenphase bedingt. Das Ausmaß dieser Unschärfe ist dasselbe wie das einer Zeichnung, die man sich durch Verschieben um die Strecke $2\,l_0$ verwischt denkt. Die Zeichnung einer Wellenkurve von einer Wellenlänge $\lambda \leqq 2\,l_0$ wird dadurch vollkommen unkenntlich, und man möchte daher zunächst vermuten, daß die eigentümliche Raumerfüllung der Strahlungsquelle Wellenlängen unterhalb $2\,l_0$ nicht zustande kommen läßt. Aber dieser Schluß wäre offenbar voreilig, da ja die Wellenlänge einer Strahlung sich beim Übergang auf ein anderes raum-zeitliches Koordinatensystem ändert, so daß es eine vom Bezugssystem unabhängige kürzeste Wellenlänge nicht geben kann. Das Auftreten einer Grenzwellenlänge ist daher nur möglich, wenn wir uns auf ein bestimmtes ausgezeichnetes System beziehen, wobei es nahe liegt, an dasjenige zu denken, in bezug auf das der Schwerpunkt des strahlenden Systems in Ruhe ist. Tatsächlich ergibt eine nähere Untersuchung, daß folgende Auffassung widerspruchsfrei durchführbar ist: *Ein abgeschlossenes materielles System (Atom, Molekül, Gas) vermag mit einer Strahlung, deren Wellenlänge, gemessen in einem Koordinatensystem, in bezug auf das der Schwerpunkt in Ruhe ist, $\leqq 2\,l_0$ ist, nicht in Wechselwirkung zu treten, also solche Strahlung weder zu emittieren noch zu absorbieren.* Die exakte Begründung dieses Satzes ist ohne einen erheblichen Aufwand an Mathematik nicht zu geben (6). Man betrachtet zweckmäßig einen würfelförmigen Hohlraum, der allseits von vollkommen spiegelnden Wänden umschlossen ist und beliebig viele geladene Partikel enthält. Wendet man auf dieses abgeschlossene,

aus Strahlung und Materie bestehende System den Formalismus der Quantenmechanik an, mit dem Unterschied gegen die bisherige Theorie, daß die räumliche Natur der einzelnen Partikel durch die Funktion $D(x-x')$ statt durch $\delta(x-x')$ charakterisiert wird, so lassen sich die vom Formalismus geforderten Vertauschungsrelationen der Feldstärken nur unter der Annahme erfüllen, daß das Spektrum der Hohlraumstrahlung an der Stelle $\lambda = 2\,l_0$ abbricht. Vorausgesetzt ist dabei die Bezugnahme auf ein Koordinatensystem K, das mit dem Kasten starr verbunden ist, so daß der Schwerpunkt des betrachteten Systems relativ zu K ruht. Wellenlängen unterhalb $2\,l_0$ (gemessen in K) gehen in die Wechselwirkung zwischen den Partikeln nicht ein, was aber natürlich nicht besagt, daß sich im Hohlraum eine Strahlung mit $\lambda < 2\,l_0$ überhaupt nicht abspielen kann. Es wird nur ihre Unwirksamkeit behauptet. Gehen wir von K auf ein relativ zu K bewegtes System K' über, so reicht das Spektrum der Hohlraumstrahlung über $2\,l_0$ hinaus, wobei aber die nun jenseits der Grenze liegenden Wellen auf ein in K' ruhendes System keine Wirkung ausüben.

Man kann das in Rede stehende Theorem auch so einsehen, daß man sich auf die Unmöglichkeit besinnt, in einen Raum vom Radius l_0 eine Metrik einzutragen. Angenommen nämlich, es existierten in einem Koordinatensystem K wirksame Wellenlängen unterhalb $2\,l_0$ (das Wort „wirksam" in bezug auf Materie verstanden, die in K ruht), so ließen sich aus ihnen Lichtwellenpakete herstellen, deren Durchmesser $\leqq 2\,l_0$ ist, und wir könnten mit Hilfe solcher Pakete, indem wir sie als Maßstab verwenden, in der relativ zu K ruhenden Materie eine Metrik von beliebig feiner Auflösung verwirklichen. Daraus ist zu schließen, daß die in K ruhende Materie auf Wellenlängen $\leqq 2\,l_0$ nicht reagiert und mit ihnen daher nicht ausgemessen werden kann. Dagegen können Wellenpakete der erwähnten Art zur Ausmessung bewegter Materie dienen, so daß es den Anschein hat, als ließen sich auf diesem Wege doch Raumgebiete kennzeichnen, deren Ausdehnung in K unterhalb $2\,l_0$ liegt. Das ist aber nicht der Fall. Denn übertragen wir die Ausdehnung des Wellenpakets durch „Einschlagen von Kerben" auf die bewegte Materie, so grenzen wir damit einen Körper ab, dessen Durchmesser im mitbewegten System $\geqq 2\,l_0$ ist und daher im Grenzfall ein durch die invariante Funktion $D(x-x')$ beschriebenes Ding darstellt.

Wenn es zulässig wäre, an der Vorstellung einer punktförmigen Partikel auch weiter festzuhalten und nur eine Unbestimmtheit ihres Ortes innerhalb des Weltgebietes $ds \leqq l_0$ anzunehmen, so könnte man die Existenz einer kürzesten Lichtwellenlänge mit der prinzipiellen Unmöglichkeit in Verbindung bringen, die Partikel beliebig genau zu lokalisieren. Wir würden uns damit der Auffassung HEISENBERGS (4) nähern, der in der Konstanten l_0 eine Genauigkeitsgrenze der Ortsbestimmung sieht und sie dahin zu deuten versucht, daß die Erreichung einer über die Grenze l_0 hinausgehenden Lokalisierungsgenauigkeit durch Kernexplosionen verhindert wird. Es ist aber zu bedenken, daß eine derartige Auffassung es notwendig machen würde, auch für die de-Broglie-Wellen eine Grenzwellenlänge anzunehmen, was tatsächlich vorgeschlagen worden ist (10), aber im allgemeinen kaum in sinnvoller Weise durchführbar sein dürfte. In der hier vertretenen Theorie mißt l_0 nicht eine Unbestimmtheit des Ortes, sondern die Ausdehnung des von der Partikel realisierten Weltgebietes, und es kann daher der Partikel nach wie vor in jedem Augenblick ein ganz *bestimmter* Ort, nämlich der Mittelpunkt des Weltgebietes, zugeordnet werden.

7. Die Atomistik als eine Folge der Raumstruktur.

Kehren wir nun zu den in der Einleitung besprochenen Schwierigkeiten, die der Quantenelektrodynamik aus den in ihr auftretenden Divergenzen erwachsen, zurück. Zunächst sieht man, daß durch das Theorem der Grenzwellenlänge die Hohlraumstrahlung eine endliche Zahl von Eigenschwingungen und damit eine endliche Energie erhält. Weiter wird auch die Selbstenergie des Elektrons endlich, da ja die Ladung e einen Raum von der Ausdehnung l_0 erfüllt. Hier müssen wir uns aber mit der Enttäuschung abfinden, daß sich mehr als die Endlichkeit der Selbstenergie und damit der Masse m nicht behaupten läßt. Eine wirkliche Bestimmung von m ist auf Grund unserer Theorie allein nicht möglich, weil die völlig unanschauliche Art, in der die Ladung e den Raum der Partikel realisiert, durch eine eigentliche Funktion nicht beschreibbar ist, was für das Feld und die Feldenergie eine ohne weitere Hilfe nicht behebbare Unbestimmtheit zur Folge hat. Es hat keinen Sinn, eine Bestimmtheit dadurch erzwingen zu wollen, daß man eine Mittelung über alle Funktionen vornimmt, die für $D(x-x')$ denkbar sind. Ein solches Verfahren, das vom Verfasser in früheren Arbeiten (5) vorgeschlagen worden ist, scheitert nämlich daran, daß es überhaupt nicht zulässig ist, sich das Symbol $D(x-x')$ durch eine eigentliche Funktion ersetzt zu denken. Denn damit würde man ja die Bedeutung von $D(x-x')$ dahin mißverstehen, daß es eine bestimmte, nur nicht bekannte Art der Raumerfüllung ausdrückt, während es sich tatsächlich um eine Undefiniertheit handelt, die durch einen in unserer Sprache nicht beschreibbaren Sachverhalt zustande kommt. Die Masse m der Partikel bleibt daher völlig unbestimmt, und hierin kann man zugleich einen Mangel und einen Vorzug der Theorie sehen. Einen Mangel, weil nun offenbar wird, daß die Idee einer kürzesten Länge für sich allein zu einer vollständigen Erklärung der Elementarpartikel nicht ausreicht, einen Vorzug, weil wir Raum für eine zukünftige Theorie gewinnen, die der Mehrdeutigkeit von m gerecht wird. Denn es darf ja heute als sicher gelten, daß wir

auch dann, wenn wir das Proton außer acht lassen und uns nur auf das Elektron beschränken, mit einer einzigen Masse nicht auskommen, sondern mindestens zwei, möglicherweise (11) aber sogar sehr viele m-Werte anzunehmen haben.

Von einer vollständigen Theorie ist zu verlangen, daß sie die Bestimmung von m ermöglicht. Aber es wäre unvernünftig, die hier angestellten Überlegungen deshalb abzulehnen, weil sie dieses Programm unerfüllt lassen. Es war von vornherein nicht zu erwarten, daß es uns allein durch Aufhebung gewisser hergebrachter Begriffsbildungen, also durch ein im Grunde rein negatives Verfahren, gelingen sollte, alle Fragen der Atomistik zu beantworten. Wohl aber mag man hoffen — und nur hierin liegt unser Anspruch —, daß wir durch die hier vorgeschlagene Änderung der Geometrie einer späteren Theorie einen Weg freimachen, der ihr bei Beschränkung auf die klassische Raumvorstellung vermutlich versperrt bliebe. Ganz ähnlich lag ja der Fall in der allgemeinen Relativitätstheorie, für deren Durchführbarkeit die von RIEMANN geschaffene Geometrie eine wesentliche Voraussetzung bildete.

Wenn sich so die physikalische Reichweite des Prinzips einer kleinsten Länge als begrenzt erweist, so läßt sich doch von ihm behaupten, daß es in einem gewissen Sinn eine Einsicht in das Wesen des Atomismus vermittelt. Man kann die Überlegungen, die uns dazu führten, dem Raum eine körnige Struktur zuzuschreiben, kurz dahin charakterisieren, daß aus der Existenz materieller Atome auf die Ununterscheidbarkeit benachbarter Raumpunkte geschlossen wurde. Denn diese Ununterscheidbarkeit beruht ja eben darauf, daß der Größe der verfügbaren Maßstäbe durch die Ausdehnung der Atome eine untere Grenze gesetzt ist. Im Grunde haben wir daher lediglich die in der Materie zutage tretende Eigentümlichkeit, sich nicht beliebig weit unterteilen zu lassen, von der Materie auf den Raum verschoben, und man kann sich fragen, was damit eigentlich gewonnen sein soll. Es ist trivial, daß die Unzerteilbarkeit der Atome sich in einer Beschränkung der Meßmöglichkeiten widerspiegelt, und es erscheint unvernünftig, in dieser Spiegelung nun das tiefere Wesen der Dinge zu suchen.

Eine solche Argumentation würde aber einen wesentlichen Punkt übersehen. Es ist nämlich heute kaum mehr zu bezweifeln, daß die Ausdehnung aller Elementarpartikel dieselbe ist — zumindest wissen wir das vom Elektron und Proton — und diese merkwürdige Übereinstimmung legt es uns nahe, sie nicht einem reinen Zufall zuzuschreiben, sondern hinter ihr ein allgemeines Prinzip zu vermuten. Dann erscheint es aber am einfachsten, *dieses Prinzip als eine dem Raum immanente Kraft an die Geometrie zu binden und damit den Ursprung des Atomismus in den Raum zu verlegen.* Von diesem Gesichtspunkt aus betrachtet verliert die Annahme einer atomistischen Struktur des Raumes alles Triviale. Es ist nicht so, daß der Raum diese Struktur aufweist, weil es nicht beliebig kleine Maßstäbe gibt, sondern solche Maßstäbe existieren nicht, weil der Raum durch seine Natur der Elementarpartikel eine gemeinsame kleinste Größe aufzwingt.

Nach alledem dürfen wir in der Größe l_0 eine Konstante (von der Dimension einer Länge) vermuten, die für die Physik von ähnlicher fundamentaler Bedeutung ist wie etwa die Lichtgeschwindigkeit c oder die PLANCKsche Konstante h (4). Es steht nichts entgegen, sie als „Elektronenradius" zu bezeichnen, da sie ja tatsächlich die Ausdehnung des Elektrons (aber ebensogut des Protons) mißt. Nur darf man dann nicht vergessen, daß es sich nicht um eine Ausdehnung im gewöhnlichen Sinne handelt, da der Radius beim Übergang auf ein anderes Koordinatensystem keine Lorentz-Kontraktion erfährt. Das bewegte Elektron hat dieselbe Ausdehnung wie das ruhende, indem aus der Kugel l_0 durch eine Lorentz-Transformation nicht ein Ellipsoid, sondern wieder eine Kugel l_0 hervorgeht.

Was den Zahlenwert von l_0 betrifft, so ist eine nahe Beziehung zum „klassischen" Elektronenradius $r_0 = \frac{e^2}{c^2 m} = 2{,}8 \cdot 10^{-13}$ cm von vornherein sicher, aber es ist durchaus nicht ausgemacht, daß die beiden Größen miteinander identisch sind. Sie stimmen vermutlich nur in der Größenordnung 10^{-13} cm überein. Die heutige Quantenelektrodynamik läßt, wie wir gesehen haben, eine Berechnung der Elektronmasse m nicht zu und führt daher zu keiner bestimmten Beziehung zwischen l_0 und m. Die Bestimmung von l_0 muß daher nach ganz anderen Methoden versucht werden und wird eine der wichtigsten Aufgaben der zukünftigen Physik bilden. Es ist klar, daß die Lösung der Aufgabe nur durch das Studium solcher Erscheinungen erwartet werden darf, bei denen es sich um Wirkungsquerschnitte der Größenordnung l_0^2 oder um Strahlungsenergien der Ordnung hc/l_0 handelt. Diese Voraussetzung ist aber nur in der Physik der Atomkerne sowie der kosmischen Strahlung erfüllt, so daß in erster Linie diese Gebiete für die künftige Entwicklung der Physik entscheidend sein werden.

8. *Der Versuch einer Bestimmung von l_0 aus dem Energieverlust kosmischer Teilchen.*

Es sah zunächst so aus, als ob sich die Wirksamkeit von l_0 im Energieverlust nachweisen ließe, den kosmische Teilchen beim Durchgang durch Materie erfahren. Dieser Verlust kommt in der Hauptsache dadurch zustande, daß ein Elektron beim Passieren eines getroffenen Kernfeldes seine kinetische Energie in Strahlung umsetzt, ein Prozeß, der sich nach der BETHE-HEITLERschen Theorie exakt übersehen läßt. Es ergibt sich, daß die Abbremsung des Teilchens vorwiegend durch die Bildung großer Energiequanten verursacht wird, die nahezu die gesamte kinetische Energie oder mindestens einen erheblichen Bruchteil der-

selben verbrauchen. Das hat zur Folge, daß der Energieverlust pro Zentimeter proportional der Primärenergie des Teilchens ist, da mit zunehmender Energie größere Quanten ausgestrahlt werden. Nach der Theorie ist daher zu erwarten — was auch von der Erfahrung bestätigt wird —, daß der relative Energieverlust R, d. h. der absolute Verlust V, dividiert durch die Primärenergie E, sehr nahe von E unabhängig ist. Und unsere Überlegung ist nun die, daß dieses Gesetz seine Gültigkeit verlieren sollte, wenn die Primärenergie so hoch liegt, daß sie zur Bildung von Photonen mit einer Wellenlänge $\leqq 2\,l_0$ ausreichen würde. Denn es muß sich dann in der ausgestrahlten Energie ein Ausfall bemerkbar machen, weil ja Photonen mit $\lambda < 2\,l_0$ nicht zustande kommen und daher der Energieverlust den von BETHE-HEITLER errechneten Wert nicht erreichen kann. R sollte daher, als Funktion von E aufgetragen, nur bis zu einer bestimmten kritischen Energie $hc/2\,l_0$ von der Größenordnung 10^8 eV das Gesetz einer zur Abszissenachse parallelen Geraden erfüllen, um von dort angenähert in einer Hyperbel auf Null abzufallen. Tatsächlich schienen die Messungen von BLACKETT und WILSON (1) diese Erwartung vollauf zu bestätigen, indem sich ergab, daß kosmische Teilchen beim Durchgang durch Blei sich nur ungefähr bis $2 \cdot 10^8$ eV der BETHE-HEITLERschen Theorie entsprechend verhalten, während darüber hinaus die Größe R, wenigstens für den weitaus größten Teil der untersuchten Partikel, weit unterhalb des theoretischen Wertes liegt. Der Verfasser hielt eine Zeitlang daran fest (8), daß diese Tatsache nur im Sinne des Theorems einer Grenzwellenlänge verstanden werden könne und leitete aus ihr für l_0 den Wert $3{,}1 \cdot 10^{-13}$ cm ab. Es ist indessen heute sicher, daß die BLACKETTschen Versuche sich in dieser Art nicht deuten lassen und daß das Auftreten einer kritischen Energie von der Größenordnung $hc/2\,l_0$ entweder auf einem Zufall beruht oder mit der Konstanten l_0 in einem vorläufig noch ungeklärten Zusammenhang steht. Der unbestreitbare Erfolg der zur Erklärung der Schauer vorgeschlagenen Kaskadentheorie läßt nämlich keinen Zweifel, daß ein Teil der in der kosmischen Strahlung enthaltenen Elektronen sich mindestens bis 10^{11} eV in der Ausstrahlung vollkommen normal verhält und demgemäß in der Materie Photonen auslöst, deren Wellenlänge weit unterhalb $2\,l_0$ liegt.

Der scheinbare Widerspruch, der hierin mit unseren Anschauungen liegt, klärt sich dahin auf, daß das Theorem der kürzesten Wellenlänge die Bezugnahme auf dasjenige Koordinatensystem verlangt, in welchem der Schwerpunkt des betrachteten Systems ruht. Nehmen wir den Fall, daß ein kosmisches Teilchen durch eine Bleiplatte geht und im Feld eines bestimmten Atomkerns abgebremst wird, so besteht das System lediglich aus der Partikel und dem betreffenden Kern, während die übrigen Kerne der Platte an dem Vorgang, wenigstens soweit er in der Bildung extrem kurzwelliger Photonen besteht, nicht beteiligt sind. Daher hat man sich nicht auf ein mit der Platte fix verbundenes Koordinatensystem zu beziehen, sondern auf das zu Partikel—Kern gehörige Schwerpunktssystem. Das letztere bewegt sich aber, da bei den in Frage kommenden Energien die Elektronmasse von der Größenordnung der Kernmasse ist, nahe mit Lichtgeschwindigkeit in der Bewegungsrichtung der Partikel. In ihm und nicht relativ zur Platte existiert die Grenzwellenlänge, und man übersieht sofort, daß daher relativ zur Platte Wellenlängen von praktisch beliebiger Kleinheit auftreten können. Bei der Paarerzeugung wirken derartige Photonen nicht auf ruhende Materie, was nach unserer Theorie nicht möglich ist, sondern auf solche Elektronen negativer Energie, von denen aus gesehen die Wellenlänge oberhalb $2\,l_0$ liegt.

Die Hoffnung, auf dem Wege über die kosmische Strahlung zu einer Bestimmung von l_0 zu gelangen, erfüllt sich also vorläufig leider nicht. Es bleibt allerdings nach wie vor das merkwürdige Faktum bestehen, daß sich in den erwähnten Messungen eine kritische Energie E_c bemerkbar macht, deren Größenordnung auf eine Beziehung zu l_0 hinzuweisen scheint. E_c hängt irgendwie mit dem Zerfall des YUKAWAschen schweren Elektrons zusammen, ohne daß sich aber ihr eigentlicher Sinn derzeit durchschauen ließe.

9. Die Bedeutung von l_0 für die Kernphysik.

Weit aussichtsvoller liegt die Situation in der Kernphysik. Hier ist es insbesondere das Problem der zwischen den Elementarteilchen des Kerns wirksamen Kräfte, das mit der universellen Länge l_0 in einem engen Zusammenhang steht. Diese Kräfte werden bekanntlich als Austauschkräfte gedeutet (12), indem angenommen wird, daß die Teilchen durch den gegenseitigen Austausch eines Elektrons oder Positrons miteinander in Wechselwirkung treten. Die Kernkräfte beruhen danach wesentlich auf einem β-Zerfall, so daß ihre Berechnung auf Grund der FERMIschen Theorie des β-Zerfalls versucht werden kann. Das kommt auf einen Formalismus hinaus, der in engster Analogie zu demjenigen steht, nach welchem in der Quantenelektrodynamik die durch den Austausch von Photonen vermittelte Wechselwirkung geladener Teilchen berechnet wird. Freilich mit dem Unterschied, daß als Vermittler der Kräfte jetzt nicht ein Photon, sondern ein Elektron auftritt. Aber das vermag nichts daran zu ändern, daß sich alle die eingangs erwähnten Divergenzschwierigkeiten von der Quantenelektrodynamik her nun auf die Kernphysik übertragen und daß man ohne ein Prinzip, das die auftretenden divergenten Integrale in konvergente umwandelt, zu keinen vernünftigen Ergebnissen gelangt. Dieses Prinzip kann wiederum nur in einer bestimmten relativistisch-invarianten „Abschneidevorschrift" bestehen, die aber jetzt nicht mehr auf das Spektrum einer Licht-, sondern auf das einer Korpuskel-

strahlung anzuwenden ist und folgendermaßen formuliert werden kann: *Der β-Zerfall vermag keine Elektronen zu erzeugen, deren de Broglieesche Wellenlänge, gemessen im Schwerpunktssystem, unterhalb $2\,l_0$ liegt.* Das bedeutet, wie im Fall der Lichtstrahlung, eine Grenzenergie im Betrag von $E_c = hc/2\,l_0 \backsim 10^8$ eV, die tatsächlich im β-Zerfall niemals erreicht wird.

Daß wir hier zu einer Einschränkung der Partikelenergie gelangen, kommt so zustande, daß bei der β-Emission der Entstehungsort der Partikel innerhalb eines Bereiches von der Ausdehnung $2\,l_0$ nicht definiert ist. Das bedingt genau wie bei der Emission eines Photons eine Unschärfe der Wellenphase vom Betrag $2\pi\frac{2\,l_0}{\lambda}$, die für $\lambda = 2\,l_0$ der Welle jede Definition nimmt. Selbstverständlich bezieht sich die Einschränkung nicht bloß auf die Emission, sondern auch auf die Absorption. Eine Elementarpartikel vermag ein Elektron nicht aufzunehmen, wenn die Energie des letzteren, gemessen im Schwerpunktssystem, größer als E_c ist.

Eine prinzipielle Grenze der Partikelenergie muß davon unabhängig sein, ob das β-Teilchen durch einen direkten Emissionsakt entsteht oder aber auf dem Umwege über eine Lichtausstrahlung von einem Photon ausgelöst wird. Das ist auch wirklich der Fall, da ja im letzteren Fall die Photonenenergie den Betrag $hc/2\,l_0$ nicht überschreiten kann. Der enge Zusammenhang zwischen dem Mechanismuß des β-Zerfalls und dem der Lichtemission kommt hierin besonders deutlich zum Ausdruck.

Worauf es nun ankommt, ist folgendes: Während es sich in der Quantenelektrodynamik lediglich darum handelt, durch Abbrechen des Spektrums der Strahlungsenergie einen endlichen Wert zu sichern, ohne daß sich derselbe an der Erfahrung kontrollieren ließe, so daß wir über die Stelle, an der das Spektrum abzuschneiden ist, nichts aussagen können, führt die Kernphysik durch die Abschneidevorschrift zu einer bestimmten Beziehung zwischen der Grenzwellenlänge und den experimentell prüfbaren Kernkräften. Damit ist aber die Möglichkeit einer Bestimmung von l_0 gegeben. Daß man in die Theorie, um Übereinstimmung mit der Erfahrung zu erreichen, eine gewisse Grenzwellenlänge von der Größenordnung des klassischen Elektronenradius einführen muß, war bereits bekannt, bevor man noch die mindeste Ahnung davon hatte, in welcher Beziehung die Kernkräfte zu dem Elektronenradius stehen sollten. Jetzt durchschauen wir den Zusammenhang und dürfen in der Tatsache, daß sich für l_0 die geforderte Größenordnung ergibt, eine neuerliche Bestätigung unserer Anschauungen sehen.

Unter Zugrundelegung der FERMIschen Theorie erhält man für l_0 den Wert $3{,}1 \cdot 10^{-13}$ cm (7). Es ist indessen heute wohl ziemlich sicher, daß die FERMIschen Vorstellungen nicht aufrechtzuerhalten sind, sondern durch die von YUKAWA und WENTZEL vorgeschlagene Theorie des β-Zerfalls ersetzt werden müssen. Das würde bedeuten, daß der β-Zerfall in noch engere Analogie zur Lichtausstrahlung rückt, indem an Stelle des Photons eine geladene Partikel mit einer Masse von der Größenordnung h/cl_0 tritt. Das scheint auf weitere Zusammenhänge mit l_0 hinzuweisen, deren Klarstellung indessen erst abgewartet werden muß.

Literatur:

1. P. M. BLACKETT u. J. G. WILSON, Proc. roy. Soc. Lond. (A) **160**, 304 (1937). — 2. H. T. FLINT, Proc. roy. Soc. Lond. (A) **117**, 625 (1928); **159**, 46 (1937) — Proc. Phys. Soc. **50**, 1 (1937); **50**, 340 (1938). — 3. E. FORADORI, Mh. Math. u. Physik **39**, 439 (1932); **40**, 161 (1933); **41**, 133 (1934). — 4. W. HEISENBERG, Ann. Physik (5) **32**, 20 (1938). — 5. A. MARCH, Z. Physik **104**, 93 u. 161 (1937); **105**, 620 (1937). — 6. A. MARCH, Z. Physik **106**, 49 (1937). — 7. A. MARCH, Z. Physik **106**, 532 (1937). — 8. A. MARCH, Z. Physik **108**, 128 (1937). — 9. Y. MIMURA u. Schüler, J. Sci. Hirosima Univ. A **5**, 99 (1935) u. folg. Arbeiten. — 10. F. MÖGLICH, Naturwiss. **26**, 409 (1938). — 11. S. H. NEDDERMEYER, Physic. Rev. **53**, 102 (1938). — 12. Vgl. etwa C. F. v. WEIZSÄCKER, Die Atomkerne.

Neue Wege zur Auffindung des physiologischen Blutfarbstoffabbaues.

Von K. BINGOLD, Nürnberg.

Das Hämoglobin, als Lebenselement des tierischen Organismus, ist einem steten Stoffwechsel unterworfen. Auf- und Abbau halten sich die Waage, so daß die Werte des Blutfarbstoffes in erstaunlicher Weise ausgeglichen sind. Der Mechanismus, nach dem sich Werden und Vergehen des Hämoglobins vollzieht, ist aber bislang in ein gewisses Mysterium gehüllt gewesen.

An die quantitative Messung des Blutumsatzes, der sog. Blutfarbstoffmauserung, hat man von verschiedener Seite heranzukommen versucht, jedoch mußte es im allgemeinen bei unzuverlässigen Werten bleiben, solange man weder die genauen Endprodukte des Hämoglobinzerfalls noch die biologische Abspaltungsmechanik kennengelernt hatte.

Man hat sich deshalb begnügen müssen, mit Hilfe bereits bekannter Hämoglobinderivate den Hämoglobinstoffwechsel abzuschätzen.

Die Errechnung gründete sich auf die Ausscheidung von *Urobilin* in Harn und Stuhl, nachdem man annehmen mußte, daß das *Bilirubin* quantitativ das am meisten aus Hämoglobin gebildete Stoffwechselprodukt ist. Befriedigend konnte die Lösung aus manchen Gründen nicht sein, worauf neuerdings auch ENGEL, Zürich, hingewiesen hat.

Einerseits ist der Nachweis des Urobilins — als Umsetzungsprodukt des Gallenfarbstoffes — nicht zuverlässig, da die EHRLICHsche Urobilinogenreaktion eine Gruppenreaktion auch anderer Pyrrolderivate darstellt (H. FISCHER). Außerdem wäre noch beachtenswert, daß es sich auch bei einem und demselben Individuum nicht nur um *ein* einheitliches Hämoglobin handelt, sondern daß sogar 3—4 — vermutlich je nach

dem Bau ihres Globins — verschiedene Hämoglobine vorhanden sein können. Mögen diese chemisch auch noch so wenig voneinander abweichen (HAUROWITZ), so könnte dadurch doch eine Änderung der Sauerstoffaffinität bedingt sein. Alle diese Faktoren sind aber bei den Berechnungen eines Blutstoffwechsels nicht eingesetzt worden.

Außer dem Bilirubin kommen im tierischen Organismus noch die eisenfreien Häminabkömmlinge, die *Porphyrine*, vor (nach H. FISCHER nur Abkömmlinge von Ätioporphyrin III und I). Das Ätioporphyrin I (Kopro- und Uroporphyrin) wird bei krankhaften Prozessen mit photosensibilisierender Wirkung nur in sehr seltenen Fällen beobachtet, und wenn Porphyrine auch normalerweise in geringen Mengen in Gewebsflüssigkeiten und Ausscheidungen nachgewiesen werden konnten, so liegt ihre Bedeutung doch in erster Linie darin, daß ihre Erforschung am wesentlichsten zur Konstitutionsermittlung des Hämoglobinmoleküls beigetragen hat. *Mit dem physiologischen Blutabbau steht ihr Auftreten nur in losem Zusammenhang.*

Das gleiche ist zu sagen von den näherstehenden Verwandten des Hämoglobins, dem *Methämoglobin* und dem *Hämatin*. Diese beiden noch eisenhaltigen Blutfarbstoffe sind aus der Atmung ausgeschaltet und treten beim Menschen lediglich unter pathologischen Verhältnissen auf, wobei das Hämatin dann allerdings von diagnostischer Bedeutung ist, z. B. für die perniziöse Anämie. Der Giftfaktor, den es bei dieser Krankheit bildet, kann auffallend rasch durch die Lebertherapie ausgeschaltet werden (BINGOLD). Außer chemischen Giften können Infektionstoxine (vorwiegend bei Malaria-Schwarzwasserfieber und puerperaler Gasbazillensepsis) manchmal eine lebensbedrohliche Umsetzung des Hämoglobins zu diesen Derivaten bewerkstelligen und eine Erstickung herbeiführen. Der Weg des physiologischen Blutfarbstoffabbaues führt keinesfalls über diese Hämoglobinabkömmlinge.

Halten wir also Umschau nach der Stätte, wo sich die Blutmauserung vollzieht, so müssen wir überrascht feststellen, daß sich der eigentliche Abbau des Hämoglobinmoleküls fast ganz unseren Blicken entzieht. Selbst über die Bilirubinbildung haben wir noch recht wenig Aufschluß, denn die Öffnung des Porphyrinringes ist im chemischen Experiment noch nicht gelungen. Daß die Aufspaltung über das Hämatin geht, ist nach eigenen spektroskopischen Untersuchungen von Blut und Gewebeflüssigkeiten auszuschließen. Auch der biologische Versuch hat noch nicht zu eindeutigen Resultaten geführt. Mag in dem Abbau von Hämoglobin zu Bilirubin der Leberzelle oder dem reticuloendothelialen System der Vorrang gebühren, über den chemischen Vorgang hierbei in der Zelle selbst oder im Gewebesaft fehlen uns gesicherte Erkenntnisse. Von anderen Farbstoffen, insbesondere von den Urochromen, ist Ähnliches zu sagen, trotz der schönen Untersuchungen HEILMEYERS.

Zur Ergründung des Schicksals, das der Blutfarbstoff im Organismus erleidet, versuchte ich auf neuen Wegen an das Problem heranzugehen. *Das Ziel, das dabei erreicht wurde, liegt in der Aufdeckung eines neuen Hämoglobinderivates, dem ich die Bezeichnung „Pentdyopent" gegeben* habe und für das die Untersuchungen von H. FISCHER und seinen Mitarbeitern neuerdings weitgehende chemische Aufklärung geben konnten.

I.

Die Mechanik, die meiner Theorie vom physiologischen Blutfarbstoffwechsel zugrunde liegt, leitet sich aus folgenden Beobachtungen und Versuchen ab:

Streicht man ganz bestimmte Keime (Pneumokokken) auf einer Menschenblutagarplatte aus, so erfolgt nach etwa 24stündiger Bebrütung ein grünlich-graues Wachstum, das Blut selbst erleidet keine chemische Umsetzung, von einem Farbenumschlag kann nicht die Rede sein. Ganz anders, wenn man das Blut vorher auf über 70° erwärmt hat. Nunmehr sieht man, daß die Bakterien in weitem Umkreis das Blut gelblichweiß zersetzen konnten und daß sie — was sonst kaum mit stärksten Säuren oder Reduktionsmitteln zu erreichen ist — aus dem Hämoglobinkern das Eisen herausreißen konnten.

Daraus war abzuleiten, daß ein biologischer Zellvorgang eine Farbstoffzertrümmerung mühelos bewältigen konnte, die sich sonst nur unter stärksten chemischen Einwirkungen zu vollziehen vermag.

Wie der Vorgang aufzufassen ist, welches zerstörende Agens in Frage kam, war in weiteren Versuchen festzustellen.

a) Hierbei zeigte sich, daß die zerstörende Einwirkung der Bakterienzellen auf das Blut nur vor sich gehen konnte, wenn das Blut des Menschen auf einen bestimmten Grad (beim Menschen auf 72°—73°) erwärmt wurde.

b) Es erwies sich aber auch, daß die verschiedenen Tierblutarten schon bei bedeutend niedrigeren Temperaturen durch die Pneumokokken zerstört werden konnten (Rinderblut bei 70°, Pferdeblut bei 69°, Hühnerblut bei 65°, Schweineblut bei 64°, Katzen- und Meerschweinchenblut bei 60°, Kaninchenblut bei 58° und Hundeblut bei 50°; *auf Enten- und Gänseblut gelang das zerstörende Wachstum schon unter normalen Verhältnissen*, das Blut brauchte also nicht erst erwärmt zu werden.

c) In der Folgezeit ergab sich, daß nicht gewisse Bakteriengifte maßgebend sein konnten, sondern Vorgänge, die in der Bakterienzellatmung zu suchen waren.

d) Unter gewöhnlicher Sauerstoff- oder CO_2-Einwirkung vollzog sich ein gleicher Zerstörungsprozeß nicht; erst als man die Blutplatten nach entsprechend leichter Erwärmung Hydroperoxyddämpfen aussetzte, zeigte sich die gleiche Eisenabspaltung und eine völlige Blutfarbstoffaufhellung.

e) Zugleich aber konnte festgestellt werden, daß das 3proz. H_2O_2 immer nur bei Erhitzung der jeweils vorliegenden Tierblutart auf einen bestimmten Temperaturgrad, bei dem die Bakterienzellen das Blut angreifen konnten (s. o.), einen dem biologischen gleichartigen Hämoglobinabbau hervorrufen konnte.

H_2O_2 konnte demnach mit Sicherheit als außerordentlich starkes Hämoglobingift ermittelt werden, allerdings unter ganz bestimmten Voraussetzungen. Der Modellversuch ist leicht auszuführen:

Gewöhnliches Menschenblut schäumt bei Zusatz von 3proz. H_2O_2 stürmisch auf, die Farbe bleibt, eine Umsetzung des Hämoglobins findet nicht statt. Das gleiche,

aber auf 73°—75° erwärmte Blut spaltet dagegen O_2 kaum mehr ab und es wird milchweiß entfärbt. (Wie wir noch sehen werden, wird es zu Pentdyopent abgebaut.) Derselbe Vorgang macht sich bemerkbar bei den jeweils auf ihre Zerstörungstemperaturen erhitzten Tierblutarten (Hundeblut bei 50°!). Gänse- und Entenblut braucht gar nicht erwärmt zu werden, es wird durch H_2O_2 schnell entfärbt.

II.

Der Gegenspieler des H_2O_2 ist die *Katalase*, das Ferment, das sowohl im Zellstoffwechsel, wie im chemischen Experiment aus H_2O_2 molekularen Sauerstoff abspalten kann. In der Tat konnte nun bewiesen werden, daß es sich auch bei meinem bakteriologischen Versuch darum handelte, daß die Pneumokokken auf der normalen (unerwärmten) Blutplatte den Blutfarbstoff nur deswegen nicht zerstören konnten, weil sich ihnen hemmend die im Blut noch wirksame Katalase entgegensetzte. Entfernte man sie (z. B. durch Erhitzen), so kam es zur Blutfarbstoffzertrümmerung, setzte man künstlich Katalase wieder zu, so blieb sie aus.

Durch Analogieschluß konnte also bewiesen werden: *Ein zellulär-biologischer Blutfarbstoffabbau (direkt am Hämoglobin) geht auf relativ einfache Weise vor sich und beruht auf Wirkung und Abwehr von H_2O_2 und Katalase.*

Dieser Schluß blieb insbesondere beweiskräftig im chemischen Experiment. Unverändertes Oxyhämoglobin wird gleichsinnig durch 3proz. H_2O_2-Lösung zerstört, wenn auf den Farbstoff nur geringe Mengen H_2O_2 einwirken. Die Zerstörung kann aber nur vor sich gehen, wenn man vorher vom Hämoglobin die Katalase völlig abtrennt. Schon geringe Beimengung von Katalase macht das Blut auch gegenüber außerordentlich großen Mengen H_2O_2 unangreifbar.

III.

Es mußte des weiteren Umschau gehalten werden, ob sich auch im tierischen Organismus ein solcher biologischer Blutzerstörungsprozeß vorfindet. Der Gedanke lag nunmehr nahe, da ja das Blut, vor allem vom Menschen, wie man sich leicht überzeugen kann, in geradezu verschwenderischer Weise mit Katalase bedacht ist. Daß diese als *Blutfarbstoffschutz* dienen müsse, erwies sich als stichhaltig. Es war nun der Ort zu suchen, an dem das Blut schutzlos, d. h. von Katalase befreit werden kann. Hier kam mir ebenfalls eine Beobachtung zunutze: Bei Fällen schwerer Hämoglobinurie fand sich das im Urin ausgeschiedene Blut katalasefrei, das Blut in der Gefäßbahn war dagegen noch voll katalasehaltig. Der Blick lenkte sich daher auf die Niere und der Versuch bei hämoglobinämisch gemachten Katzen und Kaninchen ergab (1933) das gleiche Resultat: *In der Niere kann unter gewissen Umständen normales Hämoglobin katalasefrei gemacht werden.*

IV.

Es fehlte nur noch ein Indikator, der auch das Zustandekommen von biologisch gebildetem H_2O_2 anzeigte, dessen Auftreten zwar schon in der bekannten Dehydrationstheorie von WIELAND postuliert wurde, aber bislang in der Zelle noch nicht bewiesen werden konnte. Ein *solcher Indikator fand sich in dem von mir aufgefundenen Pentdyopent, das als Endprodukt bei der Einwirkung zellbiologisch gebildeten oder chemisch reinen Hydroperoxyds auf katalasefreien Blutfarbstoff auftritt.*

Sein *Nachweis* gelang mir sowohl spektroskopisch wie chemisch: Die durch H_2O_2 entfärbte Blutlösung wird mit KOH durchsichtig gemacht. Bei Aufkochen und Zusatz von $Na_2S_2O_4$ (Natriumhydrosulfit Merck) entsteht ein schöner roter Farbenumschlag und ein Absorptionsspektrum, das bei 525 mμ liegt (*πεντδυοχεντ*).

Wenn H_2O_2 auf katalasefreies Blut oder auf Hämin in NH_3-Lösung eingewirkt hat, oder wenn H_2O_2-bildende Bakterien auf katalasefreiem Blutagar oder Hämatinagar gewachsen sind, entsteht Pentdyopent, das mit obiger Methode leicht nachzuweisen ist.

Die Annahme einer H_2O_2-Bildung in der Zelle eröffnet noch weitere Aussichten. Während man bislang nur ein aerobes und anaerobes Wachstum der Bakterien kannte, scheinen unsere in die Wege geleiteten Versuche den Nachweis zu erbringen, daß *zum Weitergedeihen gewisser Erreger im Organismus (und Kulturen) der Atmungsmechanismus der mit H_2O_2 atmenden Zelle*, bzw. die unter Katalase sich in besonderer Weise vollziehende Zellsauerstoffentwicklung nötig ist, während atmosphärischer Sauerstoff nicht ausreicht.

V.

Pentdyopent[1] *wird biologisch und chemisch auch aus Bilirubin und Urobilin gebildet*, und auch hierbei ist der Ort der Entstehung in der Niere zu suchen. So enthält das Blutserum bei Gelbsucht große Mengen von Bilirubin, aber keinen gesteigerten Pentdyopentspiegel (Bilirubinämie ohne Pentdyopentämie). Das Pentdyopent tritt erst jenseits der Niere in größerer Menge in Erscheinung. (Bilirubinurie + Pentdyopenturie, evtl. letztere quantitativ die des Bilirubins sogar überwiegend.) Es muß also auch hier durch biologische Oxydation das Pentdyopent aus dem Gallenfarbstoff in der Niere gebildet werden.

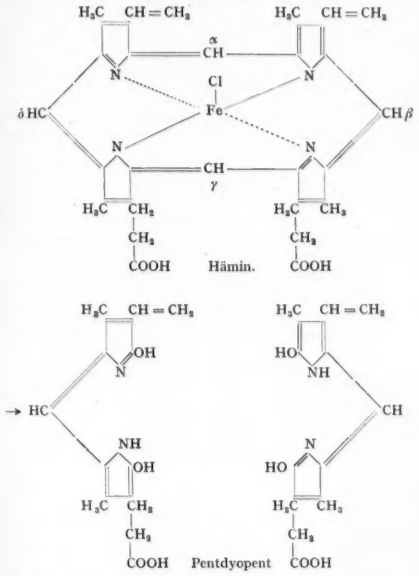
Normalerweise ist im Körper das Pentdyopent nur in den Er. (nicht im Serum) ständig in geringen Mengen nachzuweisen. Der Umbau des Hämoglobins in der Niere hält sich, wie es scheint, unter physiologischen Bedingungen in bestimmten Grenzen. Wird zuviel gebildet, so wird es im Urin ausgeschieden, das freigewordene Eisen dagegen dem Blut wieder zur Verfügung gestellt.

VI.

Um was für einen chemischen Körper handelt es sich bei dem Pentdyopent? 1870 hat ihn der Holländer STOKVIS gewiß schon bei Versuchen über Bilirubin in Händen gehabt. Er nannte ihn „reduzierbares Nebenprodukt von Gallenfarbstoff". Mit dem Blutabbau brachte er ihn *nicht* in Beziehung,

[1] Pentdyopent wird zu Versuchszwecken von der Fa. Nordmark-Hamburg abgegeben.

und Nachuntersuchungen liegen — nach seiner kurzen Veröffentlichung in einer holländischen Zeitschrift — nicht mehr vor. HANS FISCHER, München, unternahm in den letzten Jahren Nachprüfungen meiner Resultate am Pentdyopent und bestätigte vor allem die Richtigkeit meiner Pentdyopentreaktion. Ihm und seinen Schülern ist der Nachweis zu verdanken, daß im Prinzip dem Pentdyopent eine Dioxy-Pyrromethen-Struktur zugrunde liegt. Aus Analogiegründen — das Pentdyopent ist methylierbar und benzoylierbar — ist nach H. FISCHER anzunehmen, daß aus Hämin und Gallenfarbstoff bei dem von mir aufgefundenen Blutfarbstoffabbau zwei Methingruppen entsprechend nachstehendem Schema herausoxydiert werden.



Meine bisherigen Untersuchungen haben erkennen lassen, daß es sich beim Pentdyopent um ein Redoxsystem handelt. Aufgefallen war mir das schon bei meinen ersten Versuchen, als die durch Reduktion erwirkte Rotfärbung einer aus Häminkristallen gewonnenen Pentdyopentlösung bei Luftzutritt allmählich wieder der Ausgangsfarbe wich und erst bei nochmaligem Zusatz von $Na_2S_2O_4$ wieder Rotfärbung auftrat. Aber auch genauere Potentialmessung, die MULLI vornahm, bestätigte einwandfrei die Redoxeigenschaft des Pentdyopents, dessen Potential einen stark positiven Charakter hat. Unabhängig konnte dies auch von H. FISCHER und seinen Mitarbeitern festgestellt werden. Da nun alle physiologisch aktiven Stoffe, wie z. B. auch die Vitamine und Hormone, Redoxsysteme darstellen, ist es höchst wahrscheinlich, daß auch dem Pentdyopent eine hohe physiologische Aktivität innewohnt. Seine Aufgabe in dieser Beziehung ist noch nicht sichergestellt. Meine bisherigen Untersuchungen haben aber erkennen lassen, daß es *als Regulationsfaktor im Blutauf- und -abbau* eine Rolle spielt.

VII.

Es ist mit der Auffindung des Pentdyopent gewissermaßen der Kreis geschlossen, an dessen Anfangspunkt das Hämoglobin liegt. Dieses durchläuft bis zum Abbau seiner Endstufe einen erstaunlich einfachen Prozeß, an dem im Grunde genommen nur zwei Faktoren beteiligt sind: *H_2O_2 als Angreifer und Katalase als Verteidiger.*

Aus dem sonst so relativ einfachen Oxydationsmittel, wie es das Hydroperoxyd darstellt, wird dem Hämoglobin gegenüber ein zerstörendes Agens, dem in seiner Intensität kaum ein noch so starkes anderes Oxydationsreagens zur Seite zu stellen ist.

Die Katalase jedoch zeigt sich nunmehr in ihrer wichtigsten Bedeutung: als Blutfarbstoffschutz. Fehlt sie, so wirkt sich H_2O_2 nicht mehr in Form einer einfachen chemischen Reaktion aus, *sein Oxydationspotential wird vielmehr noch im Sinne einer Überoxydation gesteigert durch die Kraft des Hämins als eisenhaltiger Katalysator.* So ist es zu verstehen, daß das dem H_2O_2 ausgesetzte Hämin in solch eminenter Reaktionsgeschwindigkeit autokatalytisch ohne Übergang über bekannte Hb.-Derivate der Oxydation bis zum Pentdyopent anheimfällt.

Überlegt man sich vor allem, wie selbst niedrigst organisierte Zellen, (z. B. gewisse Bakterien: unter ihnen vor allem Pneumokokken und Streptokokkenarten, nicht dagegen Staphylokokken oder andere Keime) das Oxyhämoglobinmolekül (z. B. vom Gänseblut) auseinanderreißen können, so zeigt sich die gewaltige Bedeutung des zellbiologisch im Organismus gebildeten H_2O_2 einerseits, aber auch die seines Gegenspielers, der Katalase, als Blutfarbstoffschutz.

Wie wenig haben wir bisher von der Aufgabe dieses in so unverständlich hohem Maße im Blute vorhandenen Fermentes gewußt! Selbst aus den großen Referaten über diesen Körper mußte man bis in der letzten Zeit resigniert entnehmen, daß man im Grunde genommen nicht über die Erkenntnis hinausgekommen war, daß die Katalase eben lediglich aus H_2O_2 Sauerstoff freizumachen vermöge. Gerade aber die Tatsache, daß es dem Blute in so überreichlichem Maße zur Verfügung steht, läßt sich mit dem Gedanken in Einklang bringen, daß der Abbau des Hämoglobins durch oxydative Kräfte sorgsam reguliert sein muß, und zwar durch das Spiel und Gegenspiel von H_2O_2 und Katalase.

Literatur:

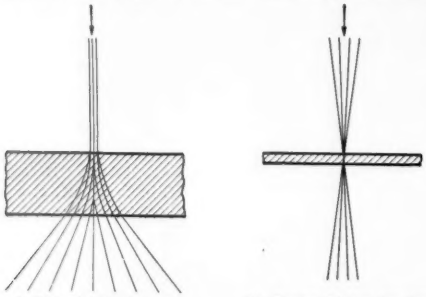
BINGOLD, Über die Bedeutung von Katalase und Hydroperoxyd für den Blutstoffwechsel. Dtsch. Arch. klin. Med. **177** (1935) — Über das Schicksal des überalterten Blutfarbstoffes im Organismus. Z. exper. Med. **99** — Eigenschaften und physiologische Bedeutung des Pentdyopents. Klin. Wschr. **1938**, Nr 9. — H. FISCHER u. MÜLLER, Über die Pentdyopentreaktion. Hoppe-Seylers Z. **246** (1937). — HULST u. GROTEPASS, Über das Pentdyopent von BINGOLD. Klin. Wschr. **1936**, Nr 6.

Kurze Originalmitteilungen.

Für die kurzen Originalmitteilungen ist ausschließlich der Verfasser verantwortlich.

Elektroneninterferenzen in konvergentem Bündel.

Um den aus verschiedenen Gründen interessanten Vergleich der Röntgeninterferenzen aus Gitterquellen mit Elektroneninterferenzen durchzuführen, wurde das bisher für Weitwinkelinterferenzen an Elektronen übliche Kikuchi-Verfahren, das die Divergenz durch Streuung eines anfänglich parallelen Bündels in genügend dicker Schicht entstehen läßt (Fig. 1a), durch Anwendung eines exakt



a) Kikuchi-Verfahren. b) Beobachtung im konvergenten Bündel.

Fig. 1.

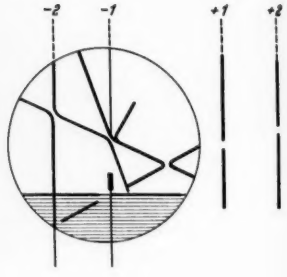
homozentrischen konvergenten Bündels, das man mittels Konzentrationsspule erhält, auf eine sehr dünne, praktisch noch nicht diffus streuende Kristallschicht ersetzt (Fig. 1b).

Wenn so an die Stelle des statistischen Ergebnisses, in dem zugleich nach Laues Überlegungen unelastische Vorgänge von entscheidender Bedeutung sind, ein elektronenoptisch definierter einheitlicher Vorgang tritt, klärt sich das Bild zu einer an Einzelheiten reicheren Zeichnung, in der die Ergebnisse einfacher und mehrfacher Reflexionen, Dispersionseffekte bei Überkreuzung usw. einzeln zu unterscheiden sind. Auf dem Leuchtschirm erscheint zunächst eine helle Kreisfläche, die nach Einschieben des Kristalls, hier eines Glimmerblattes, von einem System dunkler Geraden durchzogen wird, während die von da herausreflektierten Teile als helle Geradenstücke den Kreis umgeben (Fig. 2). Die Geraden sind durch die Wirkung anderer Reflexionsmöglichkeiten meist in kurze Stücke aufgelöst, während umgekehrt draußen auch außerhalb der unmittelbar aus dem Primärkreis beschickten Geradenstücke noch einzelne Punkte der Geraden aufleuchten, denen die Energie durch mehrfache Reflexion weitergegeben wurde. Man bekommt den gewünschten Einblick in Einzelvorgänge.

Von den Dispersionserscheinungen, die mit der Koexistenz von mehr als zwei Bündeln verknüpft sind und sich an den Überkreuzungen der Extinktionslinien im Primärfleck noch vollständiger als in den Reflexen verfolgen lassen, sind besonders schön die Verzweigungen zu beobachten. (Im Schema zu Fig. 2 sind einige mit herausgezeichnet.) Am bemerkenswertesten aber erscheint uns das Auftreten äquidistanter paralleler Streifen längs kräftiger Reflexe. Sie bieten den Anblick von Spaltbeugungsstreifen, die den Gitterreflex begleiten. Bei genauem Zusehen sind sie auch auf der Absorptionsseite (negative Ordnungen) in erster und zweiter Ordnung zu finden. Sie sind um so schmaler, je höher die Ordnung des Gitterreflexes. Sie werden um so breiter, je dünner das Blättchen ist. Sie ziehen sich da, wo die Spur bestimmter anderer Linien das Streifensystem überkreuzt, enger zusammen und zeigen Übergänge, wie man sie von der Interferenzstreifenbeobachtung anomaler Dispersion aus der Optik kennt. (Die Wirkung einer Fremdlinie erster Ordnung kann dabei schwächer sein, als die der zugeordneten Linie zweiter Ordnung, obwohl sie intensiveren Reflexes fähig ist.)

Über ihre Entstehung ist nach dem Beobachteten mit Sicherheit zu sagen, daß es sich nicht um die Wirkung einer Überstruktur im Kristallgebäude handelt. Indem die Streifen bei festgehaltener Spannung und damit gleichbleibendem Abstand der Gitterreflexe um so breiter werden, je dünner man das Blättchen nimmt, verraten sie, daß diese geometrische Begrenzung im Spiel ist. Da man sehr flach an den Netzebenen spiegelt, schneiden diese Spiegelstreifen, deren Breite praktisch die Blättchendicke ist, sehr schmale Bündel aus und wirken ähnlich wie sehr schmale Spalte. Es ist dieselbe Wirkung perspektivischer Verkürzung vom Strahl aus gesehen, die man in der Röntgenspektroskopie mit optischem Gitter benutzt, hier aber nicht auf die Strichdistanz, sondern auf die volle Spiegelbreite angewandt (Aufnahmen solcher Spaltbeugung am breiten flachgetroffenen Spiegel, die mit Licht an einem der früher beschriebenen Grobgitter gemacht sind, wird W. Weber in seiner Diplomarbeit bringen).

Glimmer, 45 kV, Abstand 32 cm. Ausschnitt aus der Bildmitte, Vergr. 2,8fach.



Schema des Primärflecks und einiger Ordnungen nebenstehender Aufnahme.

Fig. 2.

Man erhält von dieser Vorstellung aus, wie auch der Ansatz im einzelnen gemacht wird, jedenfalls die Beziehung

$$m\lambda = h\vartheta\varepsilon,$$

wo ϑ der Reflexionswinkel, ε die Abweichung des gebeugten Strahls m-ter Ordnung davon, h die Blättchendicke, als Näherungsausdruck unter den Annahmen $\vartheta \ll 1$, $\varepsilon \ll \vartheta$, von denen die erste gut, die zweite nur mäßig zutrifft. Daraus folgt

$$\frac{\vartheta\,\varepsilon}{m} = \text{const}$$

für alle Streifen einer Aufnahme, und dies ist befriedigend, weil es einen sehr bezeichnenden Zug der Erscheinung darstellt. Das Beispiel unserer Abbildung läßt gut erkennen, daß die Streifen am Reflex zweiter Ordnung halb so breit sind, als die in der ersten: mit verdoppeltem ϑ ist ε halbiert. Dies scheint uns zu zeigen, daß man mit dem Grundgedanken auf dem rechten Wege ist. Zur erschöpfenden und quantitativen Darstellung aber wird der Ansatz vollständiger sein müssen, wir vermuten insbesondere, daß der Winkel der Totalreflexionsbreite als definierend für die Dicke des wirksamen Kegels eingreift.

Mit sehr dünnen Blättchen bietet der neuartige Strahlengang auf dem Leuchtschirm einen sehr schönen Anblick: die Primärkreise werden in aller Schärfe reflektiert und beim Bewegen des Strahls durch stetiges Neigen der Linsenspule funkeln diese Bilder aus den verschiedenen Netzebenen wechselnd auf, als blicke man in ein System unzähliger Spiegel, während zugleich die dunklen Spuren der Extinktionslinien mit ihren Verzweigungen durch den Primärfleck wandern. Wir legten auf diese Beobachtung mit möglichst klarbleibendem Bereich Wert, weil wir wissen wollten, ob die begleitenden Streifen die volle Länge des Mittelstreifens zeigten, wie bei einfacher Spaltbeugung. Das ist nicht der Fall: sie dehnen sich nur soweit aus, als der Kreis vorschreibt (Fig. 3), benehmen sich also hierin wie selbständige Reflexe. Die begrenzten Spiegelbilder bestehen geradezu

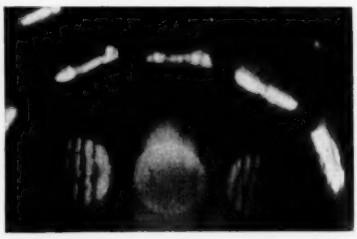


Fig. 3.

aus solchen Streifenstücken und der Anblick entspricht sehr nahe dem einer Glasplatte, die Streifen gleicher Neigung oder gleicher Dicke aufweist — ausgenommen die Abweichungen vom geraden Verlauf, die bei der Durchkreuzung mit anderen Reflexen auftreten.

Man darf hoffen, daß die große Deutlichkeit der bei den Mehrfachprozessen auftretenden Anomalien die dynamische Theorie zu Aussagen über den Vorgang befähigen wird. Die Versuche werden fortgesetzt. Über das Technische soll demnächst berichtet werden.

Danzig-Langfuhr, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, den 6. September 1938.

W. Kossel. G. Möllenstedt.

Vitamin B_1 als Zuwachsfaktor für Bact. radicicola. II.

In früheren Mitteilungen[1] haben wir zeigen können, daß bei *Bact. radicicola* Vitamin B_1 als Zuwachsfaktor funktioniert. Außer Vitamin B_1 ist für das Wachstum ein zweiter Zuwachsfaktor erforderlich, der durch saure Ätherextraktion aus Hefe erhalten werden kann. Aus derartigen Präparaten haben wir jetzt eine kristallisierte Substanz erhalten, die in Kombination mit Vitamin B_1 stark aktiv ist. Mit der chemischen Aufklärung dieser Substanz sind wir beschäftigt.

Bezüglich der Wirkung von Vitamin B_1 als Zuwachsfaktor hat sich nun herausgestellt, daß das Vitamin nicht nur für die Vermehrung der Bakterienzellen notwendig ist, sondern auch einen ausgesprochenen Einfluß sowohl auf Größe als auf Form der einzelnen Bakterienzelle ausübt. Sehr schön tritt diese Erscheinung in Kombinationsversuchen mit Vitamin B_1 und Amylalkoholextrakt aus Hefe zutage. Der Amylalkoholextrakt bewirkt an sich schon ein ziemlich kräftiges Wachstum von *Bact. radicicola*. Gleichzeitige Zugabe von Vitamin B_1 bewirkt in diesem Falle keine weitere Vergrößerung der Bakterienzahl. Dagegen ruft die Vitaminzugabe — also bei der gleichen Bakterienzahl — eine sehr starke Zunahme des Trübungsgrades der Bakteriensuspension hervor. So wurde in einer Nährlösung mit 4 γ Amylalkoholextrakt pro ml 14 Tage nach Beimpfung mit *Bact. radicicola* (*Trif. pratense*) der Extinktionskoeffizient 0,07 gefunden, während bei gleichzeitiger Zugabe von 0,08 γ Vitamin B_1 pro ml ein Extinktionskoeffizient von 0,19 erhalten wurde. Die entsprechende Bakterienzahl war ohne Vitamin 260 und mit Vitamin 220 Millionen pro ml. Die mikrophotographische Aufnahme zeigte eine erhebliche Zunahme der Größe der einzelnen Bakterienzellen bei Zugabe von Vitamin B_1. Wir haben auch schon verzweigte Formen beobachtet, die dem Aussehen nach an Bakteroiden erinnern.

Ein ausführlicher Bericht über unsere Versuchsergebnisse sowie eine eingehende theoretische Erörterung der hier vorliegenden Verhältnisse wird demnächst in den Annalen der Landwirtschaftlichen Hochschule Schwedens erscheinen.

Uppsala, Landwirtschaftliche Hochschule, Mikrobiologisches Institut, den 21. September 1938.

R. Nilsson. G. Bjälfve. D. Burström.

[1] Nilsson, Bjälfve u. Burström, Naturwiss. **26**, 284 (1938) — Ann. d. Landwirtschaftl. Hochschule Schwedens (im Druck).

Quantitative Beziehungen zwischen elastischen Eigenschaften und Viskosität von Flüssigkeiten.

Wenn wir in einer Flüssigkeit ein Strömungsgefälle erzeugen, so werden bekanntlich die einzelnen Volumenelemente der Flüssigkeit mechanisch beansprucht. Es entstehen Zug- und Druckkräfte, welche unter 45° gegen die Strömungsrichtung orientiert sind (Beanspruchung der Volumenelemente auf Scherung). Wenn wir das Strömungsgefälle an einem sehr hoch viskosen Stoff, beispielsweise an einem Glase, erzeugen, so gibt sich die auftretende mechanische Spannung unmittelbar durch die an der Substanz auftretende Doppelbrechung zu erkennen.

Es sei insbesondere ein halbflüssiger Glaswürfel gegeben. Wir wollen die Grundfläche des Würfels festhalten und die gegenüberliegende obere Fläche rasch um einen kleinen Betrag in einer bestimmten Richtung (Fließrichtung) bewegen, dann aber die beiden Flächen in Ruhe halten. Sogleich nach Erzeugung der Formänderung werden wir eine Doppelbrechung beobachten; wir werden aber finden, daß sie im Laufe der Zeit abnimmt, d. h. wir beobachten ein zeitliches Abklingen der elastischen Spannung. Die Zeit, innerhalb welcher die Spannung auf den e-ten Teil des Anfangswertes absinkt, ist die für den Spannungsausgleich maßgebende *Relaxationszeit* τ. Wir können nun diesen Versuch: Erzeugung der mechanischen Spannung (unter Arbeitsleistung) und Abklingenlassen der Spannung beliebig oft wiederholen. Was wir in dieser Weise zustandebringen, ist letzten Endes ein *Fließen* der betrachteten Substanz, und *die zur Erzwingung des Fließens aufgewendete mechanische Energie ist nichts anderes als die jeweils zur Erzeugung der mechanischen Spannung aufgewandte mechanische Arbeit.*

In dieser qualitativen Betrachtung haben wir uns vorgestellt, daß wir in der Versuchssubstanz wiederholt durch eine rasch erfolgende Verschiebung eine mechanische Spannung erzeugen und daß wir diese Spannung abklingen lassen, bevor wir durch eine neue Verschiebung wiederum eine elastische Spannung hervorbringen. Anstatt dessen können wir natürlich die Gestalt unseres Glaswürfels auch kontinuierlich ändern. In solchem Falle erzeugen wir in der Substanz laufend mechanische Spannungen, und die neuen Spannungen entstehen, bevor die unmittelbar vorher erzeugten Spannungen abgeklungen sind. Man überlegt sich leicht, daß auch in diesem Falle des kontinuierlichen Fließens gilt: *Die zur Erzwingung des Fließens geleistete mechanische Arbeit ist nichts anderes als die mechanische Energie, welche zur Erzeugung der durch Relaxation immer wieder sich ausgleichenden mechanischen Spannung geleistet werden muß.*

Die quantitative Durchführung dieser Betrachtung gibt einen Zusammenhang zwischen der inneren Reibung η, dem bei sehr rascher Dehnung zu beobachtenden Elastizitätsmodul ε und der Relaxationszeit τ. Die Beziehung lautet:

$$\eta = 0{,}385 \cdot \varepsilon \cdot \tau. \qquad (1)$$

Die gegebene Betrachtung trifft selbstverständlich nicht nur bei hochviskosen Flüssigkeiten, wie beim halberstarrten Glase, zu, sondern auch bei Flüssigkeiten mit kleiner Viskosität. Bei den niedrig viskosen Flüssigkeiten sind nur die Relaxationszeiten τ ungeheuer klein und die beim stationären Fließen auftretenden elastischen Spannungen und Doppelbrechungen sehr geringfügig.

Im weiteren müssen wir beachten, daß bei der mechanischen Beanspruchung einer homogenen Substanz im allgemeinen ganz *verschiedenartige Haupt- und Nebenvalenzbindungen* usw. *gleichzeitig* beansprucht werden, und es ist wichtig, festzustellen, daß die Relaxationszeiten für die verschiedenen Anteile der Gesamtspannung sehr verschieden sein können. Ich erinnere daran, daß z. B. im idealen Kautschuk für die Mikro-Brownsche Bewegung der einzelnen Fadenteile sehr kleine Relaxationszeiten, für die Makro-Brownsche Bewegung (große Konstellationsänderungen der Fadenmoleküle) sehr große Relaxationszeiten festzustellen sind[1]. In einem solchen Falle sei ε_1 der Elastizitätsmodul, welchen wir beobachten würden, wenn der mechanische Zusammenhalt der Flüssigkeit nur durch den mit Index 1 bezeichneten Mechanismus bewirkt würde, und τ_1 die ihm entsprechende Relaxationszeit. Es seien weiter ε_2, τ_2, ε_3, τ_3 usw. die Elastizitätsmodule und Relaxationszeiten, welche den weiteren, bei der Dehnung beanspruchten Bindungsmechanismen entsprechen. Für das stationäre Fließen (d. h. bei einer Fließdauer, welche groß gegenüber dem größten der vorkommenden τ-Werte ist) ist dann die Beziehung (1) zu ersetzen durch

$$\eta = 0{,}385\,[\varepsilon_1\tau_1 + \varepsilon_2\tau_2 + \cdots]. \qquad (2)$$

An Stelle von $\varepsilon \cdot \tau$ in Gl. (1) ist also $\sum \varepsilon_i \tau_i$ zu setzen.

Ist die Versuchsdauer von gleicher Größenordnung oder kleiner als die größte in der Substanz vorkommende Relaxationszeit, so hat man es nicht mehr mit reinem Fließen, sondern ganz oder teilweise mit elastischen Effekten zu tun.

Bei vielen hochpolymeren Substanzen zerfallen, wie vorhin angedeutet, die vorkommenden τ-Werte in eine Gruppe mit äußerst kleinen und eine Gruppe mit großen τ-Werten. Die ε- und τ-Werte, welche den Mikro-Brownschen Bewegungen in der hochmolekularen Substanz entsprechen, würden voraussichtlich kleine η-Werte liefern, wie wir sie bei den meisten Flüssigkeiten finden. Wenn diese Substanzen trotzdem hoch viskos sind, so sind, in vielen Fällen wenigstens, die mit großen τ-Werten behafteten Glieder der in Gleichung (2) vorkommenden Summe dafür verantwortlich. Wir können in solchem Falle zur Gleichung (1) zurückkehren, wenn wir unter τ den Mittelwert der großen, in der Substanz vorkommenden Relaxationszeiten und unter ε den entsprechenden Elastizitätsmodul verstehen. Eine Prüfung unserer Beziehung ist in solchem Falle möglich auf Grund von Angaben, welche in einer kürzlich erschienenen Arbeit von E. Jenckel und K. Ueberreiter über Polystyrolgläser gemacht wurden[1].

Bei einem Polystyrolglas vom Molekulargewicht 63000 können wir bei $t = 95^\circ$ C auf Grund der beim Dehnen auftretenden elastischen Rückfederung auf eine mittlere Relaxationszeit von etwa 3 Minuten und auf einen Elastizitätsmodul von ungefähr 60 kg/qmm schließen. Es ergibt sich daraus, in CGS-Einheiten ausgedrückt:

$$\eta = 0{,}385 \cdot 60 \cdot 10^3 \cdot 10^6 \cdot 3 \cdot 60 = 4{,}2 \cdot 10^{11}.$$

Als experimenteller Wert für das Fließvermögen F wird bei einer Temperatur von 95° C ungefähr $F = 10^{-2}$ oder $\eta = 0{,}6 \cdot 10^{10}/F = 6 \cdot 10^{11}$ mitgeteilt.

Da sowohl die Relaxationszeit wie der Elastizitätsmodul nur geschätzt sind, ist die Übereinstimmung ausgezeichnet. Sie zeigt, daß wir tatsächlich die Viskosität einer Flüssigkeit auf die elastischen Eigenschaften, insbesondere auf Elastizitätsmodul und Relaxationszeit zurückführen können. Eine ausführliche Mitteilung erfolgt demnächst in der Zeitschrift für physikalische Chemie.

Kiel, Physikalisch-Chemisches Institut der Universität, den 22. September 1938. Werner Kuhn.

[1] Vgl. z. B. W. Kuhn, Kolloid-Z. **76**, 258 (1936) und insbesondere Z. angew. Chem. **51**, 640 (1938).

[1] E. Jenckel u. K. Ueberreiter, Z. physik. Chem. (A) **182**, 361 (1938).

Mitteilungen aus verschiedenen Gebieten.

Probleme des Fluges in großen Höhen.

(Das Folgende bildet einen Teil der Einleitung der 22. Thomas Hawksley Lecture von A. V. Hill, London, von deren Hauptteil eine Übersetzung in den „Naturwissenschaften" 1938, S. 81 und S. 97, erschienen ist.)

Zur Erzielung großer Fluggeschwindigkeiten wird man aus aerodynamischen Gründen eine möglichst niedrige Luftdichte und deshalb große Flughöhen anstreben. Die dabei eintretende Verminderung des Sauerstoffpartialdruckes würde nun kaum mit dem Leben, jedenfalls aber nicht mit der Bequemlichkeit der Passagiere zu vereinbaren sein. Der Ingenieur dürfte schließlich vor der Frage stehen, Piloten und Passagiere während der ganzen Reise in einem ziemlich großen abgeschlossenen Raume unterzubringen, der eine beträchtliche Überdruckatmosphäre enthält. Sonst käme noch in Betracht, reinen Sauerstoff anstatt atmosphärischer Luft zu atmen. Die folgenden Berechnungen zeigen nun, welche Schwierigkeiten damit verbunden sind.

Die Lungen eines „Normalpassagiers", der weder an große Höhen, noch an angestrengtes Atmen gewöhnt ist, enthalten einen Kohlensäurepartialdruck von etwa 40 mm Quecksilber und (bei normaler Körpertemperatur) einen unveränderlichen Wasserdampfpartialdruck von etwa 47 mm, zusammen 87 mm. Die Kohlensäure kann durch schnelles Atmen etwas reduziert werden, entweder willkürlich, oder bei manchen Menschen auch unwillkürlich als eine Folge des Sauerstoffmangels. Dabei wird allerdings das Blut zu „alkalisch"; außerdem würde der Kohlensäurepartialdruck praktisch höchstens auf 20 mm sinken, so daß man für CO_2 und H_2O, selbst bei tiefem Atmen, einen Gesamtbetrag von mindestens 67 mm annehmen muß. Bei 9200 m Höhe beträgt der Barometerdruck etwa 226 mm; in den Lungen werden notwendigerweise 87 mm von CO_2 und H_2O gedeckt, so daß 139 mm Teildruck für Sauerstoff verbleiben, vorausgesetzt, daß man reinen Sauerstoff atmet. Da dies mehr ist als der Sauerstoffpartialdruck in der Lunge bei normalem Atmen in Meereshöhe, würden bei 9200 m keinerlei Schwierigkeiten bestehen. Bei 10700 m ist der Barometerdruck 179 mm, so daß in einer reinen Sauerstoffatmosphäre 92 mm für Sauerstoff übrigbleiben. Das Blut würde sich dabei zu 95% mit Sauerstoff sättigen; dies dürfte keine Zeichen von Sauerstoffmangel zur Folge haben, solange man ruht oder nur leichte Arbeit leistet. Das ist tatsächlich durch Versuche bestätigt worden, die man in künstlichen Unterdruckkammern ausgeführt hat. In 12200 m Höhe beträgt der Barometerdruck 141 mm, so daß bei reiner Sauerstoffatmung 54 mm für den Sauerstoff in den Lungen bleiben. Dabei würde sich das Blut nur zu 84% mit Sauerstoff sättigen können, und Symptome von Sauerstoffmangel müßten auftreten, was ebenfalls experimentell bestätigt wurde. Bei 13700 m ist der Barometerdruck 110 mm, wobei nur 23 mm für den Sauerstoffpartialdruck in den Lungen und weniger als 40% für die Sauerstoffsättigung des Blutes verbleiben. Diese Bedingungen würden rasch zu Bewußtlosigkeit führen. Tiefe Atmung, absichtlich oder unwillkürlich, würde die einzige Hoffnung bei dieser Höhenlage sein. Eine Höhe von 10700, jedenfalls nicht mehr als 12200 m, stellt also offenbar die Grenze für einen Normalpassagier dar, der reinen Sauerstoff bei örtlichem Barometerdruck atmet. (Zur weiteren Orientierung über diese Frage siehe: The Respiratory Function of the Blood. Part I. Lessons from High Altitudes, J. Barcroft, 1925 [Cambridge University Press].)

Die Frage der Sauerstoffverproviantierung stellt eine andere Seite des Problems dar. Ein normaler Mensch verbraucht etwa 30 g Sauerstoff pro Stunde, wenn er sich einigermaßen in Ruhe befindet (z. B. beim Sitzen und Lesen). Wenn der Flug, z. B. von Europa nach Amerika, 8 Stunden dauern würde, so braucht jeder Passagier ungefähr ein halbes Pfund Sauerstoff für die Reise. Nach Messrs. Siebe, Gorman und Cie. befördert man Sauerstoff im Luftverkehr gewöhnlich in Bomben, die je 1 kg kondensierten Gases enthalten und ein Gesamtgewicht von 6,8 kg haben. Das entspricht der gesamten Sauerstoffmenge, die von 4 Passagieren in 8 Stunden verbraucht werden würde. Das Gewicht des tatsächlich verbrauchten Sauerstoffes und der zugehörigen Behälter ist offenbar unerheblich; man könnte es durch Verflüssigung des Sauerstoffes und Transport in Flaschen, anstatt Bomben, noch weiter verringern, allerdings wäre dies weniger bequem.

Bei dieser Berechnung wurde nun angenommen, daß nichts verschwendet wird und der Sauerstoff restlos veratmet werden kann. Der gewöhnliche Atmungsapparat, der in Flugzeugen verwendet wird, besteht aus einem einfachen Typ, er wiegt nur 1,7 kg und gestattet dies nicht: Sauerstoff wird in die Lungen aufgenommen, ein kleiner Teil absorbiert, der Rest mischt sich mit Kohlensäure und wird unverwertet ausgestoßen. Anstatt dessen kann man geschlossene Apparate verwenden, in denen die vom Körper erzeugte Kohlensäure durch Alkali absorbiert und der Sauerstoff wieder veratmet wird. Dies benötigt ein geringes Extragewicht für das Alkali, das Gesamtgewicht pro Passagier und 8 Stunden würde aber immer noch unerheblich sein. Die dauernde Verwendung eines solchen Apparates würde jedoch Essen, Trinken, Sprechen usw. sehr erschweren und die an sich schon zweifelhaften Reize der Stratosphärenreise sicherlich nicht erhöhen. Wenn diese Verkehrsform bei den Reisenden populär werden soll, dann muß sie einigermaßen normal und bequem gestaltet werden. Daß heißt, die Passagierkabine müßte völlig geschlossen und mit Sauerstoff beim örtlichen Atmosphärendrucke gefüllt sein.

Ein Raum von 3,5 m Länge, 1,8 m Breite und 1,5 m Höhe enthält etwa 10000 l. Um ihn in Bodenhöhe zu füllen, braucht man 14 kg Sauerstoff, bei 6000 m Höhe etwa die Hälfte. Vielleicht könnte man die Stratosphärenreisenden dazu bewegen, während der ersten $^1/_2$ Stunde nicht zu rauchen (bis der Druck gefallen ist); in diesem Falle könnte man die Kabine am Erdboden mit Sauerstoff füllen; die Kosten dafür wären minimal, eine genügende Reserve könnte in Bomben oder Flaschen mitgenommen werden.

Das Problem ist also in dieser Form nicht zu schwierig, eine derartige Lösung gestattet aber nur die Erreichung einer Höhe von 10700 oder höchstens 12200 m. Es mag notwendig sein, andere Mittel zu benützen, etwa auf reinen Sauerstoff zu verzichten und eine feste luftdichte Kabine zu bauen, die in der Lage ist, einen inneren Überdruck von 0,85 Atü auszuhalten, und eine Kompressionspumpe enthält, um den Druck gegen Undichtigkeiten aufrechtzubehalten. Wäre die Kabine mit Sauerstoff anstatt mit Luft gefüllt, so brauchte sie nur 0,21 Atü auszuhalten, um die Passagiere zufriedenzustellen (wenigstens soweit es sich um Sauerstoff handelt). Diese Vorschläge mögen zur Zeit etwas kühn erscheinen, der Physiologe kann aber, ungeachtet der erfinderischen Entwürfe seiner Ingenieurkollegen, ruhig darauf bestehen, daß das Sauerstoffmilieu der menschlichen Opfer ihrer Erfindungskraft erträgliche Formen beibehält.

Beziehungen zwischen der Einwanderung des sibirischen Nußhähers (Nucifraga caryocatactes macrorhynchus Brehm.) nach Europa, dem Eichhornfang und den Samenjahren der Zirbelkiefer in Sibirien[1].

Die Nüsse der Zirbelkiefer (Pinus cembra sibirica Mayr) bilden bekanntlich eine wichtige Nahrungsquelle für eine ganze Reihe von Bewohnern der nordischen Wälder. Viele russische Forscher wiesen bereits auf die ausschließliche Bedeutung der Zirbelwälder und der Zirbelnußernte für das Leben des Eichhorns hin.

Wie auch die anderen Nadelhölzer, trägt die Zirbel nicht jedes Jahr Samen, sondern nach einem guten Samenjahr folgen einige Jahre mit mehr oder weniger schlechter Samenernte. Die Unterbrechung zwischen den einzelnen Samenjahren beträgt nach russischen Beobachtungen je nach besseren oder schlechteren Wuchsbedingungen 3—9 Jahre.

Es wird jedoch oft beobachtet, daß die Mißernte manchmal große Gebiete gleichzeitig erfaßt. Neben inneren physiologischen Ursachen wird die Ernte zweifellos durch manche klimatische Faktoren bestimmt, die noch wenig geklärt sind.

Infolge der Ebenheit und Gleichmäßigkeit der großen sibirischen Landschaft haben die periodisch ungleichmäßigen Ernten an Zirbelnüssen auf den Riesenflächen entscheidende Auswirkungen auf die Biologie der auf diese Nahrungsquelle angewiesenen Tiere.

Die den Erwerbsjägern sehr bekannten periodischen Schwankungen in der Ausbeute der Eichhörner fallen mit der Periodizität der Samenjahre der Zirbelkiefer ziemlich zusammen.

Die Eichhornfelle, die den in Deutschland so geschätzten Fehpelz liefern, gelangen jahraus, jahrein zu hunderttausenden Exemplaren von bestimmten Bezirken auf die Jahrmärkte in Obdorsk, Irbit oder Jakutsk, wo ihre Zahl seit langer Zeit registriert wird, denn als Handelsware stehen die Eichhornfelle mit rund 15 Millionen Stück jährlich an erster Stelle unter den russischen Pelzwaren. Bezüglich der Samenjahre der Zirbel hat man jedoch kein einwandfreies statistisches Material, obwohl das Sammeln der schmackhaften ölhaltigen Zirbelnüsse in Rußland in verschiedenen Gegenden seit langem betrieben wird.

Um Vergleiche zwischen den Samenjahren der Zirbelkiefer und dem Auftreten der Eichhörner anzustellen, hat der russische Zoologe Formosow einen anderen Weg eingeschlagen, und zwar hat er als Anzeiger der Ernte der Zirbelnüsse das *Verhalten des sibirischen Nußhähers*, der zur Gattung Nucifraga caryocatactes gehört, mit herangezogen.

Bereits seit mehr als 2 Jahrhunderten (1753) sind den westeuropäischen Naturforschern Fälle von periodischen Zuwanderungen dieses Vogels bekannt. Er erschien manchmal in großer Menge, gewöhnlich im Herbst in Westeuropa bis England einschließlich, überwinterte hier, blieb mitunter auch in geringer Anzahl zum Brüten. In der Hauptzahl aber gingen die Vögel massenweise ein und kamen nicht mehr nach der Heimat zurück.

Der verhältnismäßig große Wuchs des Vogels, seine eigenartige Trauerfärbung und seine ungewöhnliche Vertrauensseligkeit, die sich durch seinen Aufenthalt in den unbewohnten Wäldern Sibiriens erklärt, fiel in Polen, in Deutschland und Frankreich stets auf. Noch im Anfang des 18. Jahrhunderts wurden die Invasionen

[1] Nach einer Arbeit von A. Formosow im „Bulletin des Zoolog. Forschungsinstituts" der Moskauer Pokrowski-Universität.

dieser fremdartigen Vögel von abergläubischen Menschen Westeuropas als Anzeichen von Krieg, Hungersnot, Pest usw. angesehen. Später, als die Heimat der Vögel den Naturforschern näher bekannt wurde, sah man in ihrem Auftauchen Anzeichen bevorstehender strenger sibirischer Winter.

Der Nußhäher hat sich zweifellos seit jeher parallel mit der Zirbelkiefer entwickelt, von der er stets abhängig war. Andererseits ist die Verbreitung der Zirbel in hohem Maße abhängig von dem Nußhäher, der die Nüsse in der Erde für den Winter vergräbt, wo sie dann keimen. Die sonst auf den Boden fallenden Zirbelnüsse kommen, wie Beobachtungen zeigen, nur selten zur Keimung. Im Schnabel des Nußhähers befindet sich eine eigenartige Vorrichtung zum Aufknacken der Nüsse. Bezeichnend ist, daß, während der europäische Nußhäher, der an die Verbreitung der europäischen Zirbel gebunden ist, entsprechend deren stärkeren Nußschalen auch einen stärkeren Schnabel hat, der Schnabel des *sibirischen* Nußhähers, dessen Verbreitungsgebiet östlich der Petschora beginnt, entsprechend der dünnen Schale der sibirischen Zirbelnüsse verhältnismäßig schwach ist.

Nach dem Flüggewerden der Jungen im Juli beginnt der Nußhäher zu wandern in der Suche nach samenreichen Zirbelbeständen und verbringt den Herbst, indem er große Mengen von Nüssen vertilgt und auch für den Winter in Löchern unter Moos und in Felsritzen versteckt. Während des Winters nährt er sich von den gesammelten Vorräten. Sogar im Frühjahr und bei Beginn des Sommers ist der Magen des Hähers vollgepfropft mit Nüssen.

Es sprechen gewichtige Anzeichen dafür, daß die Nußhäher bei schlechter Fruktifikation der Zirbelkiefer die Gegend verlassen und sich weit weg begeben.

Vergleicht man die Jahre der Westflüge des sibirischen Nußhähers nach Europa mit den auf die Pelzwarenmärkte von Irbit und Jakutsk gelangten Mengen von Eichhornfellen in den entsprechenden Jahren, so ergibt sich in den langen Beobachtungszeiträumen eine genaue Übereinstimmung der Flugjahre des Nußhähers mit den Jahren der Abnahme der Eichhornfelle. Manchmal fallen die Jahre der Wanderungen der Nußhäher mit den Jahren geringer Eichhornausbeute nicht genau überein, sondern sie gehen ihnen um ein Jahr voraus. Wie das Abwandern der Nußhäher auf Mißernten an Zirbelnüssen in der Heimat der Vögel zurückzuführen ist, so ist also sehr wahrscheinlich auch die Abnahme der Ausbeute an Eichhornfellen eine Folge der schlechten Zirbelsamenernte.

Diese Beziehungen gestatten nun, rechtzeitige Maßnahmen zur Regulierung des Eichhornfanges zu treffen. Da die Nußhäher bei Mißernten der Zirbelnüsse bereits im August im Südural und an der Mittelwolga auftauchen, so hat man bis zum Eichhornfang noch 2 bis $2^1/_2$ Monate Zeit, um Weisungen an die sibirischen Erwerbsjäger zu erteilen. E. Buchholz.

Über die Oxydation des Carotins.

Die Empfindlichkeit vieler rein dargestellter Carotinoide als kristalline Substanz wie in Lösung gegenüber Sauerstoff ist seit langem bekannt und zuweilen in Abhängigkeit vom Reinheitsgrad der gewonnenen Präparate beobachtet worden[1]; die Einschränkung der Sauerstoffaufnahme der stark ungesättigten Verbindungen bei Anwesenheit von Blausäure[2] hatte seither die Annahme einer durch Schwermetallkatalyse bewirkten Oxydation nahegelegt. Nun konnte festgestellt werden, daß im Gegensatz zu reinen, bzw. weitgehend gereinigten Carotinpräparaten mit begrenzter Resistenz gegenüber Sauerstoff ein *unreines* Methanolkristallisat aus Karotten als solches wie in Aceton-Petroläther-Lösung (1:1) über Monate hin nicht die geringste Abnahme seiner Farbintensität zeigte. Bei der Reinigung dieser Substanz mit Benzin nach R. Kuhn und E. Lederer[3] wurden dann Carotinkristalle erhalten, welche schon nach etwa 20tägiger Aufbewahrung im Exsiccator bei Anwesenheit von Luft völlig farblos wurden und ihren kristallinen Charakter aufgaben.

In der gleichen Arbeit von R. Kuhn und E. Lederer wird nun kurz auf eine Substanz, einen *„schwerlöslichen, farblosen, optisch inaktiven Begleiter"*, hingewiesen, der bei der Reinigung der mittels Methanol gewonnenen Carotinfraktion mit heißem Benzin zurückbleibt. Entsprechend dem beobachteten verschiedenen Verhalten von Methanol- bzw. Benzin-Kristallisat aus Karotten gegenüber Luftsauerstoff war nun der Gedanke naheliegend, daß jener farblose Begleiter einen gewissen, wenn nicht entscheidenden Einfluß auf das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Carotinfraktionen haben könnte, daß in ihm der seit langem vermutete natürliche Schutzstoff zu suchen sei, der das Pigment im Gewebe gegen oxydative Einwirkungen zu stabilisieren vermag. Auf Grund mehrerer Versuche konnte diese Annahme bestätigt werden.

Kleine Mengen des unbekannten Begleitkörpers wurden durch mehrfaches Behandeln des Rohcarotins mit heißem Benzin abgetrennt und gereinigt, sodann in Methanol gelöst, filtriert, und diese Lösung als Testsubstanz für Oxydationsversuche benutzt. Hierbei zeigte sich, daß schon äußerst geringe Mengen der Testsubstanz 0,01 proz. Petroläther-Aceton-Lösungen von reinem Carotin (Merck) *vollkommen* vor der Einwirkung des Luftsauerstoffes und weitgehend vor dem Einfluß verdünnter Wasserstoffperoxyd-Lösungen zu schützen vermochten. Carotin-Vergleichslösungen ohne Begleitkörper hatten dagegen ihre Farbe in Abhängigkeit ihrer Berührungsfläche mit Luft (im geschlossenen Gefäß) bereits nach 8—20 Tagen verloren. Die Versuche mit Wasserstoffperoxyd wurden auf Grund der Beobachtung unternommen, daß reines Carotin in Rinderfett oder Erdnußöl gelöst, innerhalb weniger Tage fast völlig gebleicht wird. Da ältere Fette vielfach erhebliche Mengen organischer Peroxyde enthalten, darf wohl diesen Substanzen die entfärbende Wirkung zugeschrieben und in Parallele gesetzt werden zur Wirkungsweise des Wasserstoffperoxyds.

Von der Einwirkung weiterer chemischer Agenzien, wie Chromsäure oder Benzoepersäure[3], wurde abgesehen, da diese Stoffe bei der natürlichen Oxydation des Carotins keine Rolle spielen. Der Einfluß der ultravioletten Strahlen, der wohl in der Natur auch bedeutungslos sein dürfte, ist jedoch insofern in diesem Zusammenhang von Interesse, als der ungefärbte Begleitkörper die Oxydation des Carotins nicht verhindern kann. Inwieweit fremde Einflüsse, wie Metallspuren oder andere Verunreinigungen[3, 4] bei der Oxydation der Carotinoide durch Sauerstoff eine *sekundäre* Rolle zu spielen vermögen, bleibt noch aufzuklären.

Der Begleitkörper erwies sich als leichtlöslich in Alkohol und schwerlöslich in Benzin; er konnte mittels Wasser in zwei Komponenten zerlegt werden, von welchen die wasserlösliche sehr leicht Fehlingsche Lösung reduzierte. Da bisher nur äußerst geringe Mengen der reduzierenden Substanz isoliert werden konnten, stehen weitere Daten noch aus. Es besteht die Möglichkeit, daß die wasserlösliche Komponente des Carotinbegleitkörpers ein Glucosid darstellt und einem der von L. Zechmeister und P. Tuzson[5] beschriebenen farblosen Begleiter von Pflanzencarotinoiden, von welchen jedoch eine entsprechende schützende Wirkung bisher nicht bekannt wurde, ähnlich ist. W. Rudolph.

[1] R. Willstätter u. H. H. Escher, Hoppe-Seylers Z. **64**, 47 (1910) — H. v. Euler, P. Karrer u. M. Rydbom, Ber. dtsch. chem. Ges. **62**, 2445 (1929).

[2] R. Kuhn u. K. Meyer, Hoppe-Seylers Z. **185**, 193 (1929).

[1] Ber. dtsch. chem. Ges. **64**, 1349 (1931).

[2] H. v. Euler, P. Karrer u. O. Walker, Helvet. chim. Acta **15**, 1507 (1932) — R. Kuhn u. H. Brockmann, Ber. dtsch. chem. Ges. **65**, 894 (1932) — Hoppe-Seylers Z. **213**, 1 (1932).

[3] Siehe Fußnote 2 in nebenstehender Spalte.

[4] R. Kuhn, A. Winterstein u. W. Kaufmann, Ber. dtsch. chem. Ges. **63**, 1489 (1930).

[5] Hoppe-Seylers Z. **238**, 204 (1936).

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: Fritz Süffert, Berlin W 9.
Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig.